

50X1-HUM

Page Denied

Next 1 Page(s) In Document Denied

ELEKTRONIKA

BIULETYN TECHNICZNY
PRZEMYSŁOWEGO INSTYTUTU ELEKTRONIKI
ORAZ
ZAKŁADÓW WYTWÓRCZYCH LAMP ELEKTRYCZNYCH
IM. RÓŻY LUKSEMBURG



WARSZAWA - STYCZEŃ - 1957

ROK III

NR 1 (15)

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Przewodniczący
doc. mgr inż. Wiesław Barwicz

Członkowie

mgr inż. Florian Fortunko mgr inż. Kazimierz Malikowski
mgr inż. Emil Gruszczyński mgr Kazimiera Morkowska
mgr inż. Jan Henneł mgr Stanisław Morkowski
mgr inż. Maurycy Hältner mgr inż. Kazimierz Orlowski
mgr inż. Henryk Poniewierski

SPIS TREŚCI

K. Mücke — Właściwości fotokatod półprzewodnikowych (Część pierwsza)	3
W. Shockley (tłum. A. Kobus) — Zjawiska fizyczne w tranzystorach	7
Wykaz skrótów czasopism zagranicznych	34
Przegląd czasopism	35

Redaktor naczelny mgr inż. Jan Baranowski
Sekretarz redakcji Jerzy Chlebicki

Okladkę projektował Czesław Kasprzak

Wydawca: Przemysłowy Instytut Elektroniczny w Warszawie, ul. Karłowicza 14, tel. 53-52-51, wewn. III. Ark. wyd. 1.3 Ark. druk. 1.32x1.8 Ark. Format B1.
Papier drukarski: klasa V, 70 g/m², tel. 1-10-10-10. Skład druk. 1.32x1.8 Ark. Format B1.
Podpisano do druku 12.11.1957. Druk zakończono 20.11.1957. Nakład 1000 egz. 1.32x1.8 Ark. Format B1.
Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

KAZIMIERZ MIKKE

021.3.032.217.021.315.502

WŁAŚCIWOŚCI FOTOKATOD PÓLPRZEWODNIKOWYCH

(Ciepłe pierwiastki)

W artykule omówiono ogólnie zjawisko fotoelektryczne, wyszczególniono możliwości zastosowań przyrządów fotoelektrycznych oraz podano właściwości fotokatod półprzewodnikowych.

WSTĘP

Półprzewodniki od szeregu lat odgrywają dużą rolę w różnych dziedzinach elektroniki. Między innymi wchodzi one w skład katod lamp elektronowych. Zastosowanie termokatod półprzewodnikowych pozwoliło na zwiększenie wydajności termokatod od ok. $6 \cdot 10^{-3}$ do 2 A/W przy pracy ciągłej i do ok. 100 A/W przy pracy impulsowej. Fotokatody półprzewodnikowe umożliwiły przesunięcie granicy długofalowej zjawiska fotoelektrycznego z 0,5 do ok. 2 μ . Jednocześnie została zwiększona około stukrotnie czułość fotokatod.

Zespolenie w jednym przyrządzie fotokatody półprzewodnikowej i półprzewodnikowych katod wtórnych umożliwiło konstrukcję nowoczesnych powielaczy fotoelektronowych. Ich współczynnik zwielokrotnienia wynosi $10^6 - 10^9$, co pozwala na wykrywanie za ich pomocą sygnałów świetlnych o wartości strumienia rzędu 10^{-16} lm, czemu odpowiada 1 kwant na sekundę.

ZAKRES STOSOWANIA PRZYRZĄDÓW
FOTOELEKTRYCZNYCH

Zakres stosowania przyrządów elektronowych został znacznie rozszerzony z chwilą, gdy w technice pojawiły się przyrządy fotoelektryczne. Powstała możliwość wykorzystania zjawisk świetlnych w urządzeniach elektronicznych. Zastosowanie przyrządów elektronicznych do celów optycznych.

Przyrządy fotoelektryczne pozwoliły wykorzystać w urządzeniach elektronicznych dwa nowe parametry, a mianowicie: natężenie i rozkład

widmowy światła. Zastosowanie wiązki światła jako czynnika kontrolującego w licznych przemysłowych urządzeniach automatyzacji jest sposobem pewnym, dogodnym i tanim. Wykorzystanie metod fotoelektrycznych do wykrywania obiektywnych pomiarów światła pozwoliło uzyskać dokładność i szybkość pomiarów nieosiągalnych przy stosowaniu wszelkich innych metod.

Typowymi funkcjami wykonywanymi przez przyrządy fotoelektryczne są:

a) przetwarzanie sygnałów świetlnych widzialnych lub niewidzialnych na sygnały elektryczne (np. urządzenia dźwiękowe kinowe, zabezpieczenia, większość urządzeń automatycznej kontroli procesów produkcyjnych, sygnalizacja świetlna, sygnalizacja przy zastosowaniu promieniowania podczerwonego);

b) pomiar natężenia światła (fotometria obiektywna w zakresie widzialnym oraz w zakresie podczerwieni i nadfioletu, a w szczególności pomiary bardzo małych strumieni świetlnych);

c) rejestracja zmian składu widmowego światła (kolorymetria i piro-metria);

d) przetwarzanie obrazu świetlnego na szereg sygnałów elektrycznych (elektronowa analiza obrazów telewizyjnych);

e) przetwarzanie obrazu świetlnego na obraz świetlny w dogodniejszym obszarze widmowym (noktowizacja, dopasowywanie powielaczy elektronowych do widma badanego promieniowania);

f) liczenie błysków świetlnych o bardzo małym natężeniu (liczniki scyntylacyjne, liczniki promieniowania Czerenkowa).

Przyrządy fotoelektryczne emisyjne dzielą się na następujące główne typy:

a) fotonówki próżniowe i gazowane,

b) powielacze fotoelektronowe,

c) przetworniki obrazowe,

d) telewizyjne lampy analizujące.

Przyrządy fotoelektryczne emisyjne przewyższają pod wieloma względami przyrządy fotoelektryczne woltalne i oporowe. Ustępują im tylko pod względem uczulenia na promieniowanie podczerwone.

PODSTAWY DZIAŁANIA PRZYRZĄDÓW FOTOELEKTRYCZNYCH EMISYJNYCH

Zjawisko fotoelektryczne

Zjawisko fotoelektryczne jest to zjawisko oddziaływania promieniowania świetlnego (widzialnego lub niewidzialnego). Rozróżnia się następujące zjawiska fotoelektryczne:

- a) zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne,
- b) zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne,
- c) zjawisko fotowoltaiczne.

Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne (emisja fotoelektronowa) jest to emisja elektronów z powierzchni oświetlonych występująca wskutek absorpcji promieniowania świetlnego.

Zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne jest to zjawisko powstawania nośników prądu (dziur w paśmie podstawowym, a elektronów w paśmie przewodnictwa) występującego wskutek absorpcji promieniowania świetlnego. Przejawia się ono w zmianie przewodności materiału przy oświetleniu.

Zjawisko fotowoltaiczne polega na powstawaniu siły elektromotorycznej w obwodzie zawierającym materiał oświetlony.

Prawa emisji fotoelektronowej

Równanie Einsteina dla emisji fotoelektronowej

Jeżeli oświetla się fotokatodę światłem o częstotliwości f , to maksymalna energia wyrwanych z niej elektronów jest określona wzorem Einsteina

$$\frac{1}{2} mv^2 = hf - A \quad (1)$$

w którym A oznacza pracę wyjścia elektronów z fotokatody.

Zgodnie z równaniem Einsteina emisja fotoelektronowa może występować zatem tylko wówczas, gdy spełniony jest warunek

$$hf > A$$

WSTĘP

Dla ułatwienia zrozumienia niniejszego artykułu zostanie przeprowadzone porównanie między elektroniką lamp próżniowych a elektroniką tranzystorów.

Podstawą elektroniki próżniowej jest możliwość wytworzenia dostatecznie wysokiej próżni. W elektronice próżniowej ośrodkiem, w którym zachodzą wszelkie zjawiska, jest idealna próżnia zawierająca cząstki takie jak atomy, jony dodatnie i elektrony. Natomiast w elektronice tranzystorowej ośrodkiem jest idealna sieć krystaliczna¹⁾ zniekształcona przez większą liczbę rodzajów cząstek niż w elektronice próżniowej. Oprócz ładunków ujemnych mamy tu do czynienia z ładunkami dodatnimi (tzw. dziurami) oraz z jonami obu znaków. Jony te odgrywają rolę podobną do roli jonów w gazach, które neutralizują ładunek przestrzeny i zmniejszają pole elektryczne. W elektronice tranzystorowej jony te wchodzi również w skład budowy metalicznej.

Zjawiska występujące w elektronice tranzystorowej zależą od obecności różnego rodzaju zakłóceń w idealnym kry. Ale. Zakłócenia te będziemy nazywali nieprawidłowościami²⁾.

Aby zrozumieć podstawowe zjawiska fizyczne w tranzystorach, należy koniecznie podać pewne zasadnicze wiadomości o pięciu podstawowych nieprawidłowościach.

¹⁾ The Forty-sixth Kelvin Lecture — Translator Physics — Proc. Instn. Electr. Engngs, 1936 Part B Nr 7.

²⁾ Przez idealną budowę krystaliczną należy rozumieć idealny układ atomów (przyj. tłum.).

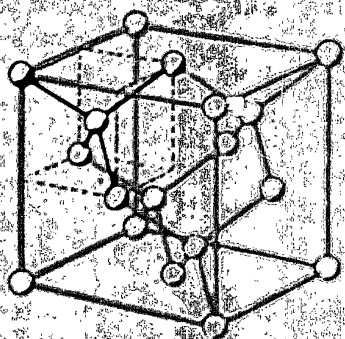
³⁾ Wyrażenie „nieprawidłowość” przyjęto jako tłumaczenie angielskiego wyrazu „imperfection” oznaczającego w sposób bardzo ogólny zakłócenie sieci krystalicznej. Bliższe omówienie nieprawidłowości znajduje się poniżej (przyj. tłum.).

W dalszym ciągu artykułu zostanie wprowadzona praca tych pięciu podstawowych nieprawidłowości i będą opisane ich najważniejsze właściwości. Następnie zostanie omówiona technologia kontrolowania nieprawidłowości konieczna do wytworzenia odpowiedniej struktury budowy półprzewodnika.

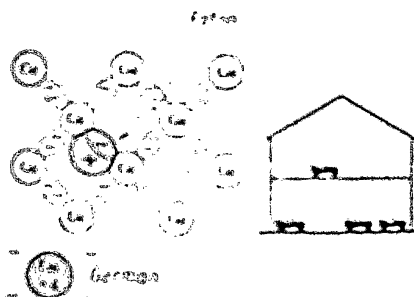
Istnieje szereg materiałów, które mogą być stosowane w elektronice tranzystorowej. Omawiać będziemy jednak tylko german i krzem, gdyż badania tych pierwiastków są najdalej posunięte a otrzymane wyniki najlepsze. Poprzednio prace badawcze były prowadzone głównie nad germanem, natomiast obecnie bada się przede wszystkim krzem. Z tych dwu pierwiastków german jest łatwiejszy do oczyszczania i kontroli, ale krzem ma szereg istotnych zalet. Przede wszystkim ma on bardziej zwartą budowę atomową niż german, wskutek czego wymagana jest wyższa temperatura topnienia. W związku z tym powstają pewne trudności przy wykonywaniu tygł do wytapiania krzemu, ale budowa krzemu w przeciwieństwie do budowy germanu umożliwia pracę w wyższych temperaturach.

PIĘĆ PODSTAWOWYCH NIEPRAWIDŁOŚCI

Na rys. 1 pokazano idealną budowę sieci krystalicznej diamentu. Krzem i german mają budowę analogiczną. Atomy tych pierwiastków są czterowartościowe, tzn. że każdy atom ma cztery do niego związane



Rys. 1. Rozmieszczenie atomów w siatce diamentu



Rys. 2. Ułożenie atomów w siatce krystalicznej germanu

ze sobą elektrony, które mogą brać udział w tworzeniu wiązań chemicznych. Czterowartościowość atomów węgla, germanu i krzemu prowadzi do wiązań chemicznych z czterema sąsiednimi atomami. Jak widać na rys. 1, atom wydorniony w celu ułatwienia poznania ma cztery elektrony symetrycznie czterema sąsiednimi atomami, wszystkie atomy w sieci

krystalicznej diamentu są otoczone podobnie. Każde wiązanie zawiera dwa elektrony, po jednym z każdego atomu łączącego.

Sić krystaliczna pokazana na rys. 1 jest izolatorem, gdyż ustawienie atomów jest idealne, a wszystkie elektrony tworzą wiązania kowalencyjne. W sieci takiej, będącej w polu elektrycznym, elektrony nie przenoszą prądu elektrycznego. Aby kryształ był przewodzący, należy wprowadzić do jego budowy nieprawidłowości. Można to uczynić kilkoma sposobami.

Na rys. 2 pokazano pierwszy sposób wprowadzania nieprawidłowości do budowy elektronowej kryształu germanu lub krzemu. Do kryształu wprowadza się kwant światła, zwany fotonem. Jeżeli foton posiada dostateczną energię, może on przerwać jedno z wiązań walencyjnych przez wyrwanie elektronu i przemieszczenie go w inne miejsce. W tych wymienionych warunkach elektron staje się elektronem nadmiarowym.

Tabela 1

Oznaczenia stosowane dla pojęć podstawowych
nieprawidłowości

Nazwa	Symbol	Gęstość [cm ⁻³]
Elektron (nadmiarowy)	n	n_0
Dziura	p	p_0
Centrum rekombinacji	r	r_0
Donor	d	d_0
Akceptor	a	a_0

Po elektronie pozostaje niekompletne wiązanie walencyjne. W języku fizyki półprzewodników taką niezupełne wiązanie nazywa się dziurą. Rzecz oczywista, że otoczenie dziury odpowiada ładunkowi dodatniemu, gdyż przed wyrwaniem elektronu z wiązania w obszarze tym istniała równowaga ładunków.

W tabl. 1 podano nazwy pojęć podstawowych nieprawidłowości, ich symbole graficzne oraz oznaczenia ich gęstości.

W fizyce półprzewodników kilka najbardziej podstawowych zagadnień dotyczy szczególnych właściwości dziur i elektronów. Dziury i elektrony można potraktować jako cząstki elementarne. Elektrony nadmiarowe poruszają się w kryształach ruchem Browna, ponieważ nie mają pewnej średniej drogi swobodnej w czasie między poszczególnymi zderzeniami z jonami. Ruch cieplny atomów w sieci wywołany jest przez zderzenia, co ogranicza średnią drogę swobodną, czyli w efekcie prowadzi do oporu elektrycznego półprzewodnika.

Jeżeli do półprzewodnika o temperaturze pokojowej wprowadzimy grupę elektronów, to zaczną się one rozprzestrzeniać w kryształcie ruchem bezładnym. Jeżeli następnie w kryształcie wytworzymy stałe pole elektryczne, na ruch elektronów będzie działała stała odpowiadająca natężeniu pola elektrycznego, pod wpływem której elektrony będą unoszone. Wystąpi wówczas przepływ ładunku elektrycznego, a więc popłynie prąd. Jak widać z powyższego, nośnikami prądu w kryształcie są elektrony nadmiarowe.

Słowa dyfuzja używa się na określenie bezładnego ruchu cząstki, w wyniku ruchu cieplnego; słowo unoszenie oznacza ruch uporządkowany w wyniku działania pola elektrycznego. W większości przypadków ruchy te są addytywne, tak że ruch wypadkowy jest sumą obu zjawisk. Ruch unoszenia jest ilościowo określany przez ruchliwość. Prędkość unoszenia jest wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego, gdzie współczynnikiem proporcjonalności jest ruchliwość. Na przykład elektrony w germanie w temperaturze pokojowej w polu o natężeniu 1 V/cm są unoszone z prędkością wynoszącą 3900 cm/s , co oznacza, że ruchliwość elektronów w germanie jest równa $3900 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Stałą dyfuzji mierzy się w centymetrach kwadratowych na sekundę. Jest ona w prosty sposób powiązana z ruchliwością — obowiązuje tu równanie

$$D = u k T$$

w którym: D — stała dyfuzji [cm^2/s]; u — ruchliwość; k — stała Boltzmanowa; T — temperatura [$^\circ\text{K}$].

Fakt, że prędkość unoszenia jest wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego, jest podstawą prawa Ohma i prowadzi do wniosku, że prąd jest wprost proporcjonalny do napięcia. Przy dużych natężeniach pola elektrycznego w germanie proporcjonalność nie jest zachowana — prawo Ohma nie jest spełnione.

Gdy elektron jest pobudzony ze stanu normalnego w budowie pasmowej do wyższego stanu energetycznego (rys. 2), w kryształcie tworzy się dziura w niższych stanach energetycznych. Dziura ta może się również poruszać w kryształcie. Jej właściwości są podobne do właściwości elektronu; może być więc traktowana jako cząstka poruszająca się ruchem Browna i posiadająca średnią drogę swobodną.

Jeżeli idealny półprzewodnik (który jest izolatorem) jest oświetlony (rys. 2), generują się pary dziura-elektron i kryształ staje się przewodnikiem. Z chwilą gdy kryształ znajduje się w polu elektrycznym, będą w nim płynęły zarówno elektrony, jak i dziury. Dziury jako naładowane dodatnio poruszają się w kierunku pola elektrycznego, podczas gdy elektrony poruszają się w kierunku przeciwnym.

Rzecz jasna, że zjawisko uwidocznione na rys. 2 będzie powodowało wzrost przewodności kryształu germanu i krzemu ze względu na zwiększenie się liczby nośników prądu. Taki wzrost przewodności wskutek naswietlania jest znany jako zjawisko przewodnictwa fotoelektrycznego. Jeżeli źródło światła zostanie usunięte, zjawisko przewodnictwa fotoelektrycznego zaniknie, pary dziura-elektron zrekombinują¹⁾, elektrony zajmą miejsca dziur i nastąpi powrót do kryształu idealnego. Chociaż przewodność maleje po usunięciu oświetlenia, nie osiągnie nigdy wartości równej zero, gdyż istnieje prawo działania mas, które rządzi gęstością dziur i elektronów. Prawo to dla półprzewodników wyraża się równaniem

$$n_e n_h = 10^{23} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (1)$$

w którym: n_e — gęstość elektronów; n_h — gęstość dziur; $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ — współczynnik Boltzmanna.

W związku z zasadą zakazu Pauliego równanie (1) musi być zmodyfikowane dla gęstości nośników większych niż 10^{19} cm^{-3} . Czynniki zależny od temperatury $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ równa się podstawie logarytmów naturalnych podniesionej do siłozu dwóch energii, przy czym: W — energia potrzebna do wytworzenia pary dziura-elektron, kT — energia cieplna.

Prawo ekwipartycji energii określa, że cząstka elementarna bez względu na masę i ładunek bierze udział w tej samej części w średnim ruchu cieplnym w danej temperaturze, a wielkość ruchu cieplnego jest wprost proporcjonalna do temperatury w skali bezwzględnej. Stała proporcjonalności k jest znaną stałą Boltzmanna. Wykładnik $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ jest znany jako wykładnik Boltzmanna. Z równania (1) widać, że w temperaturach niskich wykładnik ma dużą wartość ujemną, tak że iloczyn $n_e n_h$ ma małą wartość wówczas, gdy w temperaturach bardzo wysokich czynniki wykładnicze dąży do jedności.

Wykładnik Boltzmanna odgrywa wielką rolę w fizyce i w elektronice tranzystorowej. Rozwiązuje on sprzeczność między dążeniem cząstek do utraty energii i zejścia do niższych stanów energetycznych z jednej strony a tendencją działania cieplnego w kierunku podniesienia cząstki do wyższego stanu energetycznego z drugiej strony. W równaniu (1)

¹⁾ Rekombinacja jest to zjawisko odwrotne do generacji, polega ono na neutralizacji ładunków dziury i elektronu (grzyp. tłum.).

została podkreślona zależność temperaturowa wykładnika Boltzmanna. Gdy temperatura podwyższa się, wówczas elektrony z niższych stanów energetycznych w atomie mają tendencję do przechodzenia na wyższe stany, gdzie istnieją jako elektrony nadmiarowe. Zależność wykładnika Boltzmann od energii będzie rozpatrywana na innym miejscu, a mianowicie przy porównaniu germanu i krzemu, a następnie przy rozpatrywaniu sposobu, w jaki wykładnik Boltzmann może być zastosowany do analizy wpływu pola elektrycznego.

Jeżeli kryształ umieszczimy w polu elektrycznym, jego elektrony nadmiarowe oraz dziury będą miały różne energie w różnych częściach kryształu. Niekiedy pole elektryczne powstaje w warunkach równowagi cieplnej. W takich warunkach zadany gęstości nośników w różnych miejscach zależą od zmian zachodzących we współczynniku Boltzmann w zależności od zmian energii. W innych przypadkach doprowadzone napięcie zewnętrzne powoduje zmiany w energii i odpowiednie zmiany w gęstości nośników. Zmiany wywołane napięciem są przyczyną powstawania prądów, a zależność prądu od napięcia doprowadzonego może być wyrażona w sposób bardzo prosty we współczynniku Boltzmann. Zastosowania te będą dyskutowane poniżej w związku z opisem złącza p-n i tranzystorów warstwowych.

Dla uproszczenia obliczeń jako jednostkę energii w równaniu (1) stosuje się elektronowolt. Elektronowolt jest to energia, którą elektron nabywa przy przejściu różnicy potencjałów 1 V. Czynniki kT w temperaturze pokojowej ma wartość około 25 mV lub 1/40 eV. Często dogodnie jest wyrażać energię bezpośrednio w woltach, wobec czego wprowadzono oznaczenie e na jednostkę ładunku elektronowego.

Wykładnik Boltzmann może być też napisany w sposób następujący:

$$\frac{n}{n_0} = \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) = \exp \frac{U}{1/40} = \exp 40U \quad (2)$$

gdzie wartość 1/40 odpowiada temperaturze pokojowej, a kT/e wyrażono w woltach.

Przewagę krzemu nad germanem w temperaturach wyższych można łatwo wyjaśnić przy pomocy równania (1). Wartości energii E_g w przewidywaniu równe 0,7 eV dla germanu i 1,1 eV dla krzemu. Wartości n_0, n_0 w temperaturze pokojowej dla germanu i krzemu są określone równaniami:

$$n_0, n_0 = 10^{19} = 10^{18} \cdot 10^1, W_g = 0,7 \text{ eV} \quad (3)$$

$$n_0, n_0 = 10^{19} = 10^{18} \cdot 10^1, W_g = 1,1 \text{ eV} \quad (4)$$

W czystych próbkach germanu jedynymi istniejącymi ładunkami są elektrony i dziury. Gęstości ich muszą być równe, gdyż nawet najmniejsza nierówność gęstości ładunków powoduje powstanie pola elektrycznego, które wywoła przepływ prądu i zneutralizowanie nierówności gęstości ładunków (brak równowagi może istnieć w bardzo małych objętościach — patrz niżej). Przyjmując zatem $n_e = n_h$ należy stwierdzić, że n_e i n_h równają się około 10^{13} cm^{-3} w germanie i $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ w krzemie. Wobec tego czysty krzem ma około 3000 razy mniejszy prąd nośności w temperaturze pokojowej niż german, a więc i odpowiednio mniejszą przewodność.

Dla równych gęstości nośników w czystych próbkach temperatura bezwzględna krzemu może być wyższa niż germanu w stosunku 1,1 : 0,7. W tranzystorach zjawisko to nie jest tak wyraźne, jednak przewaga krzemu pod względem zastępowania w temperaturach wyższych jest oczywista.

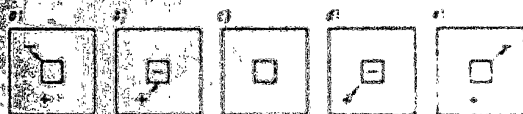
Przewodność wynikająca z równowagi cieplnej koncentracji dziur i elektronów jest znana jako przewodność samostanna. Jest to przewodność kryształu idealnego bez żadnych domieszek i dyslokacji oraz bez oświetlenia. W przypadku usunięcia źródła światła (patrz rys. 2), które wywołuje powstanie zjawiska przewodnictwa fotoelektrycznego w germanie, wartości n_e i n_h zmniejszają się do ich wartości odpowiadającej równowadze cieplnej. Prawo rekombinacji jest w przybliżeniu wykładnicze, tak że gęstość nośników maleje do wartości $1/e$ po upływie czasu zwanego czasem życia nośników prądu.

Czas życia nośników zależy od pewnych nieprawidłowości, które działają jako katalizatory w reakcji między dziurami a elektronami. Nieprawidłowości mogą znacznie przyspieszać rekombinację dziur i elektronów. Przez długi czas najbardziej znanym czynnikiem przyspieszającym rekombinację było centrum rekombinacji (tabl. 1). Nazwę tę nadano nieznanej nieprawidłowości, która ograniczała czas życia przewodnictwa fotoelektrycznego. Jest rzeczą znaną, że domieszki niklu i miedzi są bardzo czynnymi postaciami centrów rekombinacji; ich właściwości jako „katalizatorów” rekombinacji są ostatnio bardzo intensywnie badane.

Katalitycznie działające centry domieszek Ni przedstawione na rys. 3. Na wykresie tym atom Ni lub centrum rekombinacji jest przedstawiony jako zamknięte koło obciążone (rys. 3a). Elektron nadmiarowy wędrujący przez kryształ zostaje schwytany przez atom Ni. Atom ten posiada teraz ujemny ładunek i jest jak gdyby pałeczka przyciągająca dziurę. Jeżeli dziura przejdzie dostatecznie blisko centrum rekombinacji, elektron może przepłynąć z centrum rekombinacji do dziury powodując

powstanie normalnego wiązania kowalencyjnego. Atom Ni znajduje się w normalnych warunkach i jest gotów do katalizowania powtórnej rekombinacji pary dziura-elektron.

Przez zmianę ilości niklu w kryształ germanu można zredukować czas życia przewodnictwa fotoelektrycznego więcej niż 1000 razy. Czasy życia zmieniające się od większych niż 10^{-3} s do mniejszych niż 10^{-7} s mogą być kontrolowane przez liczbę centrów zanieczyszczeń w kryształach. Podczas badań statystycznych rekombinacji dziur i elektronów zmierzono prawdopodobieństwo „złapania” dziury przez centrum rekombinacji i porównano je z prawdopodobieństwem „złapania” elektronu. Stwierdzono, że możliwość złapania dziury jest czterdzieści razy większa — zgadza się to z hipotezą, że centrum rekombinacji jest raczej obojętne lub też, że posiada ładunek, częściej jednak ujemny niż dodatni.



Rys. 3. Sposób działania centrum rekombinacji: a), b), c) centrum rekombinacji jako katalizator rekombinacji; dziury i elektrony; d), e) centrum rekombinacji jako źródło pary dziura-elektron

Ośrodki rekombinacji będą katalizowały dojście do równowagi bez względu na rodzaj zakłócenia. Zjawisko, podczas którego centra rekombinacji wytwarzają pary dziura-elektron, jest odwrotnością zjawiska powodującego rekombinację (rys. 3d, e).

Na rys. 3d centrum rekombinacji jest przedstawione jako chwytające elektron z pobliskiego wiązania kowalencyjnego, tzn. jako wytwarzające dziurę. Energia potrzebna do wywołania tego zjawiska jest dostarczana przez energię ciepła kryształu w postaci drgań cieplnych. Następnie dziura dyfunduje od centrum rekombinacji, a potem centrum wyrzuca elektron. W wyniku tego centrum jest gotowe do wytwarzania następnej pary dziura-elektron lub do katalizowania rekombinacji.

Gdy próbka germanu znajduje się w równowadze, centra rekombinacji generują pary dziura-elektron i w tej samej ilości rekombinują je. Jest to przykład zasady równowagi, której dowodem jest twierdzenie z mechaniki statystycznej, z której wiadomo, że w warunkach równowagi każde zjawisko i zjawisko odwrotne do niego zachodzą w jednakowym stopniu.

Obecnie rozważamy gęstość ładunków wytworzonych przez zanieczyszczenia chemiczne. Jak podano we wstępie, w elektrodach mogą występować

grywają one rolę jonów. Ujemnie naładowane centra rekombinacji (rys. 3) są przykładem takich jonów, na ogół jednak centra rekombinacji występują w tak małej ilości, że gęstość ich ładunku może być pominięta.

Najbardziej interesującymi jonami w fizyce tranzystorowej są zanieczyszczenia chemiczne, które dają wzrost przewodności zależnej nie tylko od temperatury, lecz od ilości i rodzaju domieszek.

Na rys. 4 uwidoczniono sytuację wytworzoną przez obecność domieszek z piątej kolumny układu okresowego pierwiastków. Domieszki te zajmują miejsce atomów germanu w czasie wyciągania monokryształu ze stopu zawierającego je. Wszystkie pierwiastki z piątej kolumny, jak fosfor, arsen i antymon, zachowują się w ten sam sposób. Na przykład arsen ma pięć elektronów walencyjnych, a więc o jeden za dużo, aby stworzyć wiązanie atomowe. Dodatkowy elektron jest uwolniony przez drgania cieplne i wędruje w kryształ. Atomy z piątej kolumny nazywane są donorami¹⁾, gdyż dostarczają elektrony nadmiarowe do kryształu.

Jeżeli gęstość donorów n_d jest większa od gęstości elektronów n , lub gęstości dziur n_a , które mogłyby być w czystej próbce, przewodnictwo będzie w dużej mierze proporcjonalnie do liczby elektronów wprowadzonych przez domieszki chemiczne. Probka, której przewodność wzrasta z powodu istnienia domieszek chemicznych, nosi nazwę niesamoistnej. Przewodność dziurawa w próbce zawierającej arsen jest mniejsza niż byłaby w próbce samoistnej. Jest to następstwo prawa działania mas. Elektrony nadmiarowe wprowadzone przez donory powodują zmniejszenie gęstości dziur. Prosty przykład liczbowy wyjaśnia to zjawisko. Probka samoistna zawiera dwa elektrony i dwie dziury na jednostkę objętości, wobec tego iloczyn koncentracji

$$n_i n_a = 4$$

Jeżeli do kryształu wprowadzimy trzy donory, warunki neutralizacji przestaną obowiązywać. Można je przywrócić przez dodanie trzech elektronów. Doprrowadzi to do wartości 10 dla iloczynu n, n_a .

Właściwe warunki równowagi termodynamicznej mogą być określone przez rozwiązanie prawa działania mas dla iloczynu n, n_a oraz równania równowagi elektrycznej. Przy tych założeniach otrzymuje się odpowiedź: cztery elektrony i jedna dziura, co może być sprawdzone w sposób następujący:

1) Z anglojęzycznego donator - darczyńca (płacek, pieniądz).

Wartość spełniająca prawo działania mias

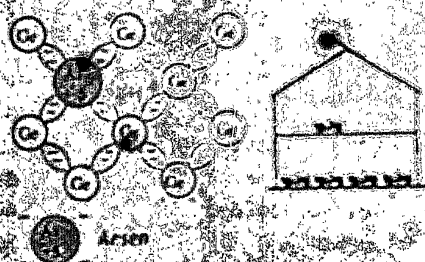
$$n_p \cdot n_n = 4 - 1 = 4 \quad (6)$$

oraz warunki równowagi elektrycznej

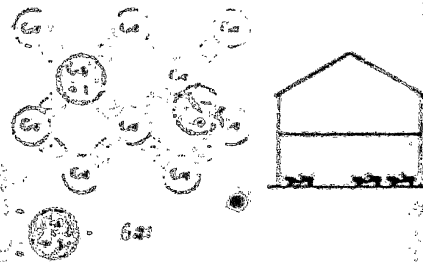
$$n_p - n_n = 4 - 1 = 3 = n_i \quad (7)$$

Inaczej mówiąc, na podstawie ostatnich równań można stwierdzić, że gęstość ładunków nośników prądu (w tym przypadku ładunków ujemnych) równoważy gęstość ładunków chemicznych — donorów dodatnich.

Kryształ germanu, którego przewodność jest wytworzona przez donory, jest nazywany kryształem typu n, ponieważ nośnikami prądu są przeważnie elektrony nadmiarowe. German posiadający przewodność typu p — z dziurami jako większymi nośnikami prądu — może być



Rys. 4. Wpływ obecności atomu z drugiej kolumny układu okresowego pierwiastków na budowę krystaliczną germanu



Rys. 5. Wpływ obecności atomu z trzeciej kolumny układu okresowego pierwiastków na budowę krystaliczną germanu

otrzymany przez dodanie pierwiastków z trzeciej kolumny układu okresowego, takich jak bor, glin, gal lub ind. Wszystkie te pierwiastki mają trzy elektrony walencyjne, a więc o jeden za mało, aby otrzymać kompletne wiązanie kowalencyjne w otoczeniu atomu domiarowego. Wynikiem niekompletnego wiązania jest dziura. Drgania cieplne wyzwala ją dziurę, która wędruje w kryształ, oraz nadmiarowy elektron uzupełniający wiązanie wokół atomu galu (rys. 5). Atom Ga wytwarza ładunek ujemny. Jest on nazywany akceptorem, gdyż przyjmuje jeden elektron z budowy wiązania walencyjnego.

W przypadku dodawania zarówno donorów, jak i akceptorów powstaje bardzo ważne zjawisko [7]. Można przypuścić, że przy wprowadzaniu donorów i akceptorów powstają i dziury, i elektrony. Jest to zwiększenie się gęstości elektronów i gęstości dziur wskutek istnienia domieszek che-

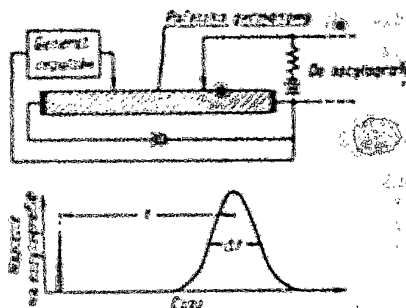
micznych mogłoby przeciwdziałać prawu działania mas. Przypuśćmy, że mamy przypadek, w którym jest pięć donorów i dwa akceptory. W tych okolicznościach chemiczna gęstość ładunków będzie taka sama jak dla trzech donorów, gdyż ładunek dodanych akceptorów równoważy dodane donory. W tych warunkach te same wartości, tj. 4 dla n_+ i 1 dla n_- powodują warunki równowagi w wyniku oddziaływania prawa działania mas i wytwarzają także równowagę elektryczną

$$n_+ - n_- = 4 - 1 = 3 = 5 - 2 = n_+ - n_- \quad (8)$$

Kompensacja [7] jest to nazwa nadana zjawisku równoważenia jednej chemicznej gęstości ładunku przez drugą. Jest ona bardzo użyteczna w praktyce, gdyż dużo łatwiej jest dodać zanieczyszczenia jednego rodzaju niż usunąć zanieczyszczenia drugiego rodzaju. Poniżej zostanie omówione, jak zjawiska te mogą być wykorzystane przy wytwarzaniu przyrządów półprzewodnikowych.

Obecnie przedyskutujemy klasyczne doświadczenie fizyki tranzystorowej [9], które wykazuje istnienie dziur oraz pozwala zmierzyć pewne ich właściwości [10]. Układ zastosowany przy doświadczeniu pokazano na rys. 6. German typu n jest wycięty w kształcie palczki o wymiarach $0,5 \times 0,5 \times 25$ mm. W palczkę wytwarza się pole rozciągające przez doprowadzenie napięcia z baterii w takim kierunku, że elektrony poruszają się w próbkę wlewo, a dziury są unoszone w prawo. Lewy styk ostrzowy odgrywa rolę emitera w tranzystorze. W przypadku doprowadzenia do emitera dodatniego impulsu prądu, do próbki zostaną wprowadzone dziury. Zjawisko to będzie zrozumiałe po zapoznaniu się z mechanizmem złącza p-n, co zostanie omówione poniżej.

Wprowadzone do próbki dziury są przenoszone przez pole elektryczne. W odpowiednim czasie znajdują się one w sąsiedztwie drugiego styku ostrzowego (kolektora) spolaryzowanego ujemnie, część z nich zaś zostanie przyciągnięta przez elektrodę. Towarzyszyć temu będzie wzrost prądu kolektora i wzrost napięcia na oporniku kolektora. Zmiany tego napięcia można obserwować na oscyloskopie. Impuls oglądany w obwodzie kolektora nie jest tak ostry jak impuls wysyłany przez generator, gdyż w germanie zachodzi jednocześnie dyfuzja dziur, która powoduje rozmycie impulsu (rys. 8).



Rys. 6. Układ do obserwowania unoszenia wprowadzonych dziur i pomiaru ich ruchliwości

Doświadczenie to pozwala na obserwowanie i wykonanie pomiarów dyfuzji i unoszenia. Pomiar odległości i natężenia pola elektrycznego między elektrodami jest prosty do zrealizowania, a czas przejścia dziur między emiterem a kolektorem można zmierzyć za pomocą kalibrowanego oscyloskopu. Wobec tego prędkość unoszenia może być łatwo zmierzona. Jeżeli odległość między ostrzami zostanie podwojona, czas przejścia podwoi się również, ale jeżeli zostanie podwojone natężenie pola rozciągającego, czas przejścia zmaleje dwukrotnie.

Z powyższych faktów można wyciągnąć następujące wnioski.

Nośniki w próbie są unoszone ze stałą prędkością, a prędkość unoszenia jest proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego. Jeżeli polaryzacja pola rozciągającego zostanie odwrócona, wprowadzone nośniki będą unoszone w lewo i żaden z nich nie dojdzie do kolektora. Jest to potwierdzeniem słuszności założeń tego doświadczenia.

Jak stwierdzono powyżej, szerokość impulsu w kolektorze jest miarą stałej dyfuzji. Na podstawie analizy zależności szerokości impulsu od czasu przejścia od emitera do kolektora wynika, że dziury rozprzestrzeniają się zgodnie z prawami dyfuzji. W doświadczeniu tym można również zmierzyć stałą dyfuzji D . Optymalne wartości ruchliwości u i stałej dyfuzji D podano w tabl. 2 [10].

Tablica 2

Dane dotyczące ruchliwości u i stałej dyfuzji D

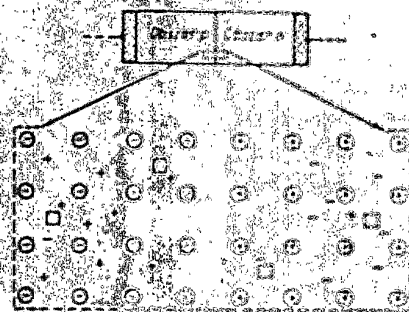
Półprzewodnik	Elektrony		Dziury	
	u [cm ² /Vs]	D [cm ² /s]	u [cm ² /Vs]	D [cm ² /s]
Krzem	1700	30	500	13
German	3900	100	1900	43

Jak widać z tablicy, w każdym przypadku stosunek stałej dyfuzji do ruchliwości wynosi około 1 : 40 i wyraża się w voltach. Innymi słowy, $D : u = 25$ mV. Jest to związek kT/e wyrażony w jednostkach energii na jednostkę ładunku elektronowego, co zostało omówione powyżej w związku z równaniem (2). Jest faktem, że wartości $D : u$ są związane ze sobą i zależność ta jest znana jako zależność Einsteina. Otrzymany wynik równy 25 mV oznacza, że elektron posiadający przypadkową energię cieplną może pokonać dol potencjału równy 25 mV. Fakt, że otrzymano wartość 25 mV oznacza, że ładunek nośników unoszonych i dyfundujących w doświadczeniu Haynesa jest ładunkiem elektronowym.

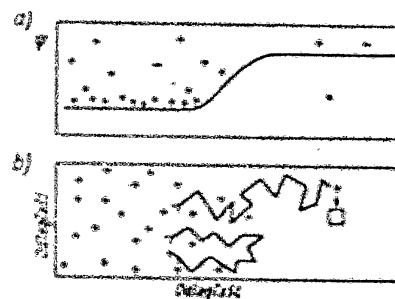
ZŁĄCZE p-n

Omówimy teraz budowę złożoną półprzewodnika, tj. półprzewodnik z przestrzennymi zmianami składu chemicznego. Złącze p-n jest najprostszą budową złożoną — jest ono podstawową częścią warstwowych prostowników germanowych i krzemowych; odgrywa ono również główną rolę w tranzystorach warstwowych [12, 13].

Przez analogię do elektroniki próżniowej wyobraźmy sobie, że mamy idealny kryształ germanu. Do tego kryształu wprowadzamy donory, akceptory i centra rekombinacji. W ten sposób cały kryształ zostaje podzielony na dwa obszary: jeden — typu p i drugi — typu n. Przypadek ten jest przedstawiony na rys. 7; gęstość centrów rekombinacji jest mniejsza od koncentracji donorów i akceptorów.



Rys. 7. Złącze p-n i rozkład nieprzewodności w nim



Rys. 8. Prąd dziurowy płynący z obszaru typu p do obszaru typu n w złączu p-n a) rozkład potencjału elektrycznego przy założeniu bolizmannowskiego rozkładu dziur; b) typowe drogi dyfuzji dziur

Jeżeli będziemy rozpatrywać obszary typu p lub typu n indywidualnie, to stwierdzimy, że każdy obszar jest elektrycznie obojętny, a gęstości dziur i elektronów są równo gęstościom akceptorów i donorów. Rozpatrując oba obszary razem stwierdzamy, że jeżeli nie ma pola elektrycznego, dziury rozprzestrzeniają się wskutek dyfuzji; część z nich przechodzi do obszaru typu n. Podobnie i elektrony dyfundują do obszaru typu p. Z powodu tej dyfuzji w obszarze typu p występuje nadmiar elektronów, a w obszarze typu n — nadmiar dziur, tak że w każdym z obszarów łączyn n, n_0 jest większy, niż to wynika z prawa działania mas. To przejście ładunku powoduje, że obszar typu p zyskuje ładunek ujemny, a obszar typu n — ładunek dodatni.

Nie równoważone ładunki tworzą warstwę podwójną, która powoduje powstanie pola elektrycznego o takiej polaryzacji, że przeszkadza

dyfuzji nośników przez złącze. W chwili ustalenia się równowagi cieplnej w złączu p-n powstanie pole elektryczne takiej wielkości, że nie będzie występował wypadkowy przepływ prądu przez złącze. W wyniku istnienia tego pola otrzymuje się przebieg potencjału w złączu pokazany na rys. 8.

Z kolei omówimy skok potencjału elektrycznego na złączu p-n. W warunkach równowagi cieplnej w obszarze typu n jest pewna liczba dziur. Jeżeli n_0 nie ma wartości nieskończenie wielkiej, to n_0 musi być większa od zera, aby zostało spełnione prawo działania mas. Gęstość dziur będzie więc bardzo mała, podczas gdy gęstość elektronów jest duża w porównaniu z gęstością samodzielną odpowiadającą temperaturze występującej w warunkach równowagi cieplnej w kryształach. Wobec tego gęstość dziur w obszarze typu n będzie o wiele mniejsza niż w obszarze typu p.

Zmniejszenie się gęstości w warunkach równowagi cieplnej może wystąpić silnie tylko w przypadku zmniejszenia się wartości wykładnika Boltzmanna. Aby to zmniejszenie otrzymać, energia musi wzrosnąć, a w następstwie dziury muszą mieć większą energię potencjalną w obszarze typu n niż w obszarze typu p. Wzrost energii potencjalnej spowodowany będzie zwiększeniem wyżej omawianego potencjału. Wielkość wzrostu można obliczyć w następujący sposób:

Przyjmuje się, że gęstość dziur w obszarze typu p jest sto razy większa niż w próbce samodzielną, a gęstość elektronów w obszarze typu n jest również sto razy większa niż w kryształach samodzielnym. Natomiast w obszarze typu n gęstość dziur jest sto razy mniejsza niż w próbce samodzielną i oczywiście — dzieląc tysiący razy mniejsza niż w obszarze typu p. Wielkość bariery potencjału złącza p-n w germanie można obliczyć rozwiązując równanie (1)

$$10000 = \exp \frac{U}{1/40} \quad (9)$$

co daje wynik 0,23 V.

Dla odpowiednich gęstości nośników wielkościowych w krzemowych złączach p-n wielkość bariery potencjału wynosi około 0,4 V. Z tego powodu, jak wynika z równań (3) i (4), gęstość dziur mniejszościowych w obszarze typu n jest mniejsza 10^3 razy od gęstości dziur w germanie, ponieważ energia potrzebna do wytworzenia pary dziura-elektron w krzemie jest większa o 0,4 V.

Zbadajmy teraz właściwości dziur i elektronów w warunkach równowagi cieplnej. Część dziur dyfunduje przez barierę potencjału do obszaru typu n. Dziury te rekombinują z elektronami wytwarzając prąd

utrzymaniu warunku równowagi $I_p = I_n$, wartość I_p przy doprowadzonym napięciu U będzie

$$I_p = I_0 \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (10)$$

Daje to wzrost całkowitego prądu dziurowego z obszaru typu p do obszaru typu n określonego przez różnicę

$$I_p = I_0 = I_0 \exp\left(\frac{eU}{kT} - 1\right) \quad (11)$$

Prąd ten jest równy zero wówczas, gdy $U = 0$ i wzrasta wykładniczo do wielkich wartości dla napięć dodatnich oraz maleje do wartości nasycenia dla napięć ujemnych i większych niż kT/e .

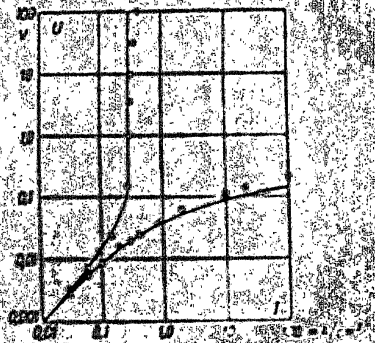
Podobne rozważania mogą być przeprowadzone w związku z prądem elektronowym płynącym przez złącze. Napięcie doprowadzone, które obniża barierę potencjału dla dziur, obniża ją również dla elektronów. Duże prądy elektronowe, płynące w tych samych warunkach napięciowych, wytwarzają duże prądy dziurowe. W obu przypadkach duże prądy odpowiadają przepływowi nośników mniejszościowych do pozostałych obszarów, a prądy powstają w wyniku przechodzenia ładunków dodatnich z obszaru p do obszaru n. W jednym przypadku są one przenoszone w postaci dziur poruszających się z obszaru p do obszaru n, w drugim zaś przenoszone są elektrony poruszające się w kierunku odwrotnym. Dla polaryzacji ujemnych wzrost potencjału jest większy i dziury wykazują tendencję do pozostania w obszarze p, elektrony zaś — w obszarze n. Prąd nasycenia odpowiadający generacji płynie w obu obszarach.

Gdy całkowity prąd nasycenia jest I_{sa} , wówczas całkowity prąd dla każdego napięcia doprowadzanego jest określony równaniem

$$I = I_{sa} \exp\left(\frac{eU}{kT} - 1\right) \quad (12)$$

Rzecz jasna, że prąd nasycenia jest sumą dwóch prądów generowanych. Stwierdzono, że równanie (12) jest słuszne przede wszystkim dla złącza p-n w germanie.

Na rys. 10 podano porównanie krzywych prostowania — zmierzonych i teoretycznych. Zgodność danych teoretycznych z wynikami doświad-



Rys. 10. Charakterystyki prostowania złącza p-n

czeń jest dowodem, że nieprawidłowości, które są nośnikami prądu w złączu p-n, mają ładunek elektronu.

Dla dużych polaryzacji dodatnich bariera potencjału między obszarami typu n i p jest prawie zniesiona. W tych warunkach przez barierę płyną prądy o dużych gęstościach nośników mniejszościowych i równowaga tych gęstości może być istotnie zachwiana.

KONTROLA CZYSTOŚCI I WYTWARZANIE BUDOWY ZŁOŻONEJ

W elektronice próżniowej najpierw wykonuje się konstrukcję urządzenia, a następnie uzyskuje się próżnię. W elektronice tranzystorowej proces ten jest odwrotny, gdyż punktem wyjściowym jest wytworzenie czystego i doskonałego kryształu. Otrzymuje się próbki germanu o gęstości zanieczyszczeń 10^{10} razy mniejszej niż gęstość atomów germanu. Gęstość zanieczyszczeń w germanie jest rzędu 10^{12} cm^{-3} , co odpowiada gęstości cząsteczek w próżni o ciśnieniu 10^{-4} Tr .

Najlepszym odpowiednikiem pompy próżniowej w półprzewodnikach jest metoda wytopu strefowego germanu [14, 15, 18].

Materiałem wyjściowym jest chemicznie czysty german, który z elektrycznego punktu widzenia jest bardzo zanieczyszczony domieszkami typu n i p, na przykład o gęstości rzędu 10^{18} cm^{-3} . Pałeczkę germanową wkłada się do tygla i przesuwa przez cewkę grzejną, która powoduje topnienie germanu na małej jego długości. W czasie przesuwania germanu przesuwa się również wzdłuż pałeczki strefa stopiona. Tak się składa, że z małymi wyjątkami prawie wszystkie donory i akceptory są bardziej rozpuszczalne w fazie ciekłej niż w fazie stałej germanu. Wobec tego atomy domieszkowe dążą do pozostania w strefie stopionej i materiał zestalający się po przesunięciu strefy stopionej jest bardziej czysty niż przed stopieniem.

Czystość germanu zwiększa się 2-10-krotnie po 1-krotnym wytopie. Po kilkakrotnym wytopie czystość wzrasta w sposób geometryczny, tak że po pewnej liczbie wytopów otrzymujemy 1 atom zanieczyszczenia na 10^{10} atomów germanu.

Aby otrzymać idealne właściwości elektryczne, należy nie tylko zmniejszyć gęstość zanieczyszczeń, ale również zmniejszyć gęstość dyslokacji atomów germanu lub krzemu.

Probka germanu otrzymana z wytopu strefowego jest polikrystalem. Oznacza to, że w różnych częściach próbki pewne obszary atomów posiadają różną orientację. Na granicach obszarów o różnych orientacjach

powstają zniekształcenia sieci, które działają tak jak zanieczyszczenia chemiczne i centra rekombinacji.

Odpowiedni sposób przeprowadzenia wytopu strefowego pozwala na otrzymanie monokryształu. Najdogodniej jest jednak przeprowadzić wytop strefowy w celu oczyszczenia germanu, a następnie monokryształizację w specjalnym urządzeniu [17].

Na rys. 11 przedstawiono tygiel grafitowy nagrzewany za pomocą cewki indukcyjnej. Krystalizacja jest zapoczątkowana przez zanurzenie do roztopionego germanu małego monokryształu — zarodka — wyciętego z uprzednio otrzymanego monokryształu lub z odpowiedniej części polikryształu. Wzrost monokryształu otrzymuje się przez powolne wyciąganie zarodka ku górze. Na zarodku, który jest zimniejszy od stopionego metalu, występuje zestalanie się germanu.

W zestalającym się germanie atomy układają się według orientacji uwarunkowanej orientacją zarodka. Przez odpowiednie regulowanie nagrzewania i szybkości wyciągania można otrzymać duży kryształ germanu o orientacji określonej przez zarodek. Stosuje się również obrót zarodka w trakcie wyciągania, aby uniezależnić się od ewentualnych wpływów nierównomiernego nagrzewania. W wyniku tego otrzymuje się monokryształ o kształcie bardziej symetrycznym.

W urządzeniu pokazanym na rys. 11 można w ciągu 20–30 min otrzymać monokryształ o średnicy 25 mm i długości 100 mm. Monokryształ taki jest pokazany na rys. 12.

Należy zaznaczyć, że monokryształ nie jest dokładnie okrągły w przekroju, lecz wykazuje tendencję do przybierania przekroju kwadratowego. Dzieje się tak dlatego, że struktura diamentu, w której krystalizuje się german, jest budową sześcienną i atomy leżą w płaszczyznach równoległych do krawędzi sześciangu.

Rys. 11. Schemat urządzenia do wyciągania monokryształu

1 — wlot wodoru; 2 — mechanizm do wprowadzenia kulek; 3 — kulka; 4 — rura kwarcowa; 5 — uchwyt; 6 — zarodek; 7 — monokryształ; 8 — tygiel; 9 — termoelement; 10 — cewka grzejna

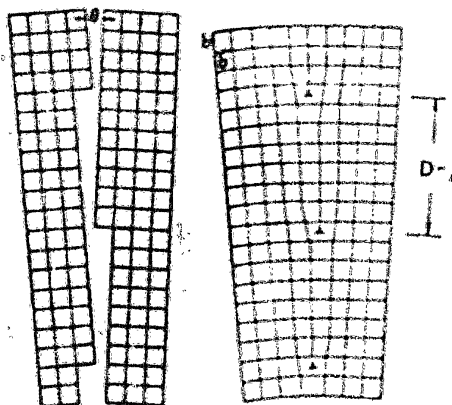
Otrzymywanie monokryształów ma zastosowanie nie tylko w elektronice półprzewodnikowej, lecz także przy naukowym poznawaniu nieprawidłowości w kryształach.

Przeprowadźmy teraz pewne badania granic w germanie. Badań tych nie można było przeprowadzić w materiale niemonokrystalicznym.

Jako jeden z przykładów rozpatrzmy tzw. granicę ziarn o małym kącie (small-angle grain boundary), która istnieje wówczas, gdy próbka germanu składa się z dwu obszarów o płaszczyznach atomowych skierowanych względem siebie pod małym kątem (rys. 13).



Rys. 12. Monokryształ germanu wyciągnięty w urządzeniu pokazanym na rys. 11



Rys. 13. Dwa kryształy o skróconych płaszczyznach krystalizacji — połączenie ich daje granicę ziarn o małym kącie

Na rys. 13a pokazano względną orientację obu kryształów. Gdy oba kryształy zbliżą się do siebie, będą się starały połączyć ze sobą jak najmocniej, w wyniku czego powstanie budowa uwidoczona na rys. 13b [18, 19, 20].

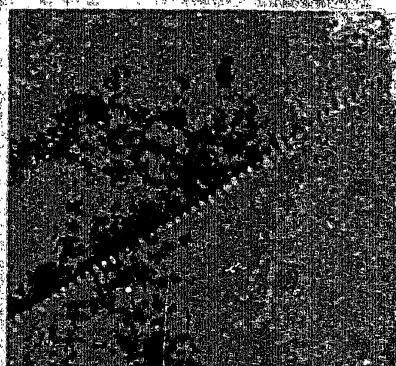
Jak widać, pewna liczba płaszczyzn atomowych musi się skłonić w miejscach oznaczonych odwróconą literą T. W tych miejscach atomy na dole płaszczyzny nie będzie miał atomu sąsiadującego z sobą wskutek czego wiązanie będzie niekompletne. W kryształach trójwymiarowych atomy te będą tworzyły linię prosta.

Niekompletne wiązania działają jak siły naprężające, tego samego rodzaju co akceptory. W wyniku tego w kryształach germanu wytwarzają różne rodzaje zniekształceń, które są wykorzystywane w wielu dziedzinach zastosowań na nieporadnie.

W terminologii stosowanej, granicę ziarn o małym kącie w kryształach nazywamy granicą ziarn o małym kącie.

zwane dyslokacjami. Dyslokacje są przedmiotem studiów w fizyce kryształów od wielu lat, ale dopiero w ostatnich pięciu latach były możliwe do przeprowadzenia doświadczenia, które dały dostateczne wyjaśnienie tego zagadnienia. Na przykład na granicy ziarn posiadających bardzo mały kąt można „zobaczyć” indywidualne dyslokacje. Jeżeli kąt między dwoma kryształami jest bardzo mały, to — rzecz jasna — że odległości D (rys. 13b) będą duże. W pewnych przypadkach zaobserwowano kąty mniejsze niż $0,01^\circ$, co w wyniku dawało odległość między dyslokacjami wynoszącą 10^{-4} cm. Odległość ta jest tak duża, że łatwo ją można zobaczyć przez mikroskop optyczny. Same dyslokacje mają wymiary atomowe i są za małe, aby mogły być obserwowane.

Pojedyncze dyslokacje mogą być uwidocznione przez chemiczne trawienie powierzchni kryształu germanu [21, 22]. W sąsiedztwie dyslokacji płaszczyzny atomów są trochę skrzywione, tak że wiązania atomowe w pewnych przypadkach są przerwane, a w innych ściśnięte. Dodatkowa energia w okolicy dyslokacji powoduje



Rys. 14. Linia wytrawionych dziurek odpowiadających dyslokacjom wzdłuż granicy ziarn o małym kącie

mniejszą odporność germanu na trawienie chemiczne. Energia ta jest sumą energii odkształcenia plastycznego, zgromadzonego w sąsiedztwie dyslokacji energii przerwanego wiązania na krawędzi samej dyslokacji.

W wyniku tych zjawisk na dokładnie wypolerowanej powierzchni germanu, wyciętej prostopadłe do granicy ziarna i wytrawionej właściwymi od-

czynnikami, istnieje tendencja do tworzenia się w miejscu dyslokacji wgłębień, które mogą być oglądane przez mikroskop optyczny.

Na rys. 14 pokazano przykład takiej granicy kryształów, gdzie wgłębienia pochodzące od trawienia znajdują się w odległości około 10^{-4} cm [21]. Jeżeli patrzy się na inne części kryształu, widać kilka dodatkowych wgłębień na gładkiej powierzchni, będących skutkiem trawienia. Istnieją jednak duże obszary bez wgłębień. Oznacza to, że kryształ jest idealny z wyjątkiem możliwości zanieczyszczeń chemicznych, przypadkowych atomów germanu, które znajdują się w pozycjach międzywęzłowych, lub przypadkowych miejsc, z których atomy są usunięte.

W monokryształach pokazanych na rys. 16 na 10^{12} atomów jeden posiada nieprawidłowości w wiązaniach ze względu na dyslokacje lub zanieczyszczenia.

Rozważymy teraz, w jaki sposób dodanie domieszek chemicznych może być wykorzystane do otrzymania złącza p-n.

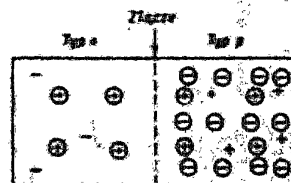
Złącze p-n można wykonać przez wyciąganie monokryształu w urządzeniu pokazanym na rys. 11 używając stopu zawierającego na przykład arsen, wskutek czego powstaje monokryształ typu n. W czasie wyciągania monokryształu do stopu dodaje się pewne dawki domieszek z trzeciej kolumny układu okresowego, na przykład ind [23]. Dodana ilość indu jest dużo większa niż ilość arsenu i materiał, który następnie została się, zawiera więcej akceptorów niż donorów. Jako następstwo zasady kompensacji kryształ, który tworzy się po dodaniu indu, jest typu p.

W ten sposób otrzymany kryształ posiada złącze p-n. Złącze to nie tworzy się między prostym materiałem typu n i p, jak było omawiane poprzednio, lecz posiada w obszarze typu p zarówno donory, jak i akceptory (rys. 15). Metodę tę stosuje się przy wykonywaniu diod złączowych i fotodiod czułych na światło oraz tranzystorów złączowych.

Inne metody stosuje się przy wykonywaniu struktur złożonych. W każdej z nich punktem wyjścia jest monokryształ germanu. Następnie dodaje się zanieczyszczenia bez podnoszenia temperatury do punktu topnienia. Jedną z tych metod jest znana jako stapianie i stosuje się ją przy wykonywaniu tranzystorów warstwowych. Postępowanie w tym przypadku jest następujące:

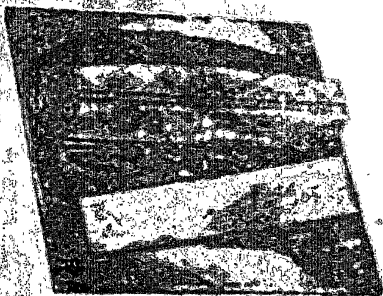
Na powierzchni płytki germanowej typu n umieszcza się małą kulkę indu [24, 25, 26]. Zestaw ten ogrzewa się do temperatury wyższej niż temperatura topnienia, wskutek czego część germanu rozpuszcza się w indzie. Po obniżeniu temperatury rozpuszczony german została się i zatrzymuje atomy indu, tak że german w stanie stałym jest typu p. W wyniku tego german nierozpuszczony tworzy złącze p-n z germanem zrekrytalizowanym. Kulki indu mogą być użyte jako doprowadzenia elektrod do germanu typu p.

Kompensacja może być także wykonana bez rozpuszczania i rekrytalizacji germanu przez zastosowanie wyższych temperatur. Jeżeli donory lub akceptory stykają się z powierzchnią germanu, to w wyższej temperaturze mogą one przeniknąć do kryształu wskutek dyfuzji. Atomy domieszkowe dyfundując poruszają się ruchem Browna i wnika do wnętrza kryształu. Stwierdzono, że jeżeli kryształ germanu lub krzemu znajduje się w parach donorów lub akceptorów w dostatecznej ilości,



Rys. 15. Złącze p-n wytworzone przez wyciąganie monokryształu i kompensację

sokiej temperaturze przez wystarczający okres czasu, donory i akceptory dyfundują do wnętrza kryształu zgodnie z prawem dyfuzji. Jeżeli german nie jest zbyt zanieczyszczony przed dyfuzją, materiał typu *n* może być zamieniony na materiał typu *p* lub odwrotnie — przez wprowadzenie odpowiedniej atmosfery zanieczyszczającej.



Rys. 16. Monokryształ krzemu po- cięty na płytki przed dyfuzją

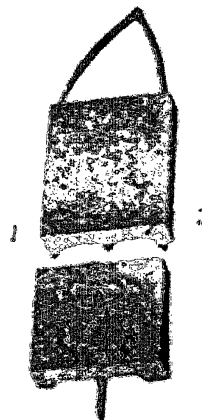
Na rys. 16 pokazano pierwszy etap wykonywania złącza *p-n* w krzemie metodą dyfuzji [17, 24]. Na rysunku tym przedstawiono walek krzemu ty- pu *n* umocowany na płycie szklanej i pocięty na płytki za pomocą tarczy diamentowej.

Na rys. 17 pokazano jedną z tych płytek zatopioną w rurce kwarcowej z niewielką ilością chlorku borowego BCl_3 . Rurkę kwarcową nagrzewa się do temperatury około 1000°C przez 10 min. Część chlorku borowego roz-



Rys. 17. Płytkę krzemową zatopioną w rurce kwarcowej przeznaczoną do przeprowadzenia dyfuzji

Rys. 18. Metoda wykonywania połączenia dyfuzyjnego z złączem borowym.
1 — cienka warstwa krzemu typu *p* na powierzchni 2 — krzem typu *n*



łada się 1 na powierzchni krzemu tworzy się czysty bor, który dyfunduje do wnętrza wytwarzając cienką warstwę typu *p*. Złącze *p-n* tworzy się tuż ponad powierzchnią krzemu całkowicie pokrywając płytkę krzemową.

Na rys. 18 pokazano metodę wykonywania połączenia elektrycznego do złącza *p-n*. Warstwa *p* jest usuwana z jednej strony płytki i przewód łączący przylutowuje się z tej samej strony płytki.

Złącza dyfuzyjne na krzemie są bardzo czułe fotoelektrycznie i są stosowane w bateriach słonecznych. Posiadają one również wybitne właściwości jako prostowniki.

DYFUZYJNE ZŁĄCZA KRZEMOWE

Dyfuzyjne złącza krzemowe tworzą się niezmiernie blisko powierzchni i dlatego są bardzo skuteczne w przypadku zastosowania ich do przemiany energii świetlnej na energię elektryczną [29, 30]. Stosuje się je również dlatego, że bariera potencjału w warunkach równowagi cieplnej jest wyższa niż w germanie.

Rozważmy najpierw wpływ grubości złącza, a właściwie warstwy p na powierzchni. Większość światła padającego na powierzchnię i posiadającego dostateczną energię do wytworzenia pary dziura-elektron jest absorbowana w odległości mniejszej niż 10^{-3} cm od powierzchni i wobec tego najwięcej par tworzy się w odległości około 10^{-4} cm. Odległość ta jest tak mała, że nośniki mniejszościowe mają duże prawdopodobieństwo osiągnięcia złącza p-n przed rekombinacją w centrum rekombinacji z nośnikami większościowymi.

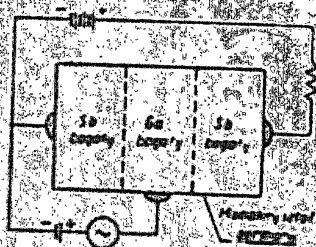
Doświadczalnie stwierdzono, że światło słoneczne daje napięcie w kierunku przewodzenia wynoszące około 0,5 V. Jeżeli złącze jest zwarte przez amperomierz na krótko, światło słoneczne daje prąd wynoszący około 80 mA/cm². Jeżeli złącze takie jest dopasowane do obciążenia optymalnego, otrzymuje się napięcie około 0,3 V i moc wyjściową około 10 mW/cm². Wobec tego 1 m² złącza krzemowego wystawiony na pełne działanie promieni słonecznych daje moc wyjściową około 100 W. Całkowita ilość energii słonecznej padająca na 1 m² wynosi około 1 kW, tak że złącze dyfuzyjne krzemowe zamienia energię słoneczną na energię elektryczną ze sprawnością wynoszącą 10%. Na złączach doświadczalnych uzyskiwano sprawność wynoszącą 12%.

Mała grubość dyfuzyjnego złącza krzemowego oraz duża szerokość pasma zabronionego umożliwia zastosowanie go jako prostownika dużej mocy. Na przykład dwa krążki krzemowe o średnicy około 12 mm połączone szeregowo zastosowane jako prostownik jednofazowy pozwalają uzyskać 300 W mocy wyprostowanej z sieci o napięciu 220 V. Moc strat z powodu prądu wstecznego nie wzrasta przy pracy w temperaturze dochodzącej do 200 °C.

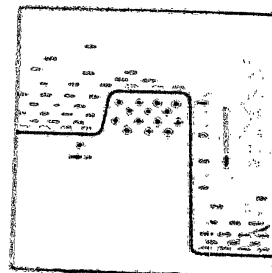
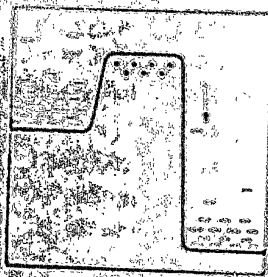
TRANZYSTORY WARSTWOWE [12, 31, 32]

Pod względem właściwości wzmacniających tranzystor warstwowy wykazuje duże podobieństwo do lampy próżniowej. Na rys. 10 pokazano tranzystor warstwowy n-p-n w układzie wzmacniającym. Do trzech warstw są wykonane styki nie prostujące. W warunkach pracy obciąża

typu n z prawej strony jest nazywany kolektorem i jest spolaryzowany dodatnio w celu przyciągania elektronów. W wyniku tego między kolektorem a obszarem środkowym — bazą — istnieje polaryzacja wsteczna. Prąd płynący przez złącze spolaryzowane ujemnie może być kontrolowany przez sygnał wejściowy doprowadzony między bazą a obszar typu n z lewej strony, zwany emiterem. Polaryzacja złącza emitera kontroluje się przepływ elektronów do obszaru bazy. W rezultacie emiter działa w sposób przypominający działanie obszaru między katodą a siatką w lampie próżniowej. Elektrony, które wchodzi do obszaru bazy, mogą z dużym prawdopodobieństwem dyfundować do kolektora i wobec tego



Rys. 19. Budowa tranzystora warstwowego i polaryzacja dla pracy w układzie wzmacniającym.



Rys. 20. Energia potencjalna elektronu w tranzystorze warstwowym $n-p-n$ dla dwóch wartości polaryzacji złącza emitera.

przepływ elektronów z emitera do kolektora może być regulowany przez zmianę napięcia na złączu emiter-baza. Działanie jego jest podobne do działania siatki w triodzie próżniowej.

Tranzystory warstwowe mogą być wykonywane różnymi metodami. Jedną z nich polega na wykonywaniu budowy złożonej w urządzeniu do wyciągania monokryształu w sposób zbliżony do stosowanego przy złączu $p-n$. W czasie wyciągania monokryształu do roztworu zawierającego antymon wprowadza się kulkę indu, a po kilku sekundach — kulkę antymonu. Część monokryształu wyciągnięta między wrzuceniem obydwóch kulek jest bogata w ind, w wyniku czego tworzy się monokryształ typu p . Druga kulka kompensuje wpływ dodanego indu i w rezultacie otrzymuje się monokryształ typu n . Z kryształu tego wycina się małe preciski i wykonuje połączenia do elektrod.

Inna metoda jest metoda siopowa. Po obydwóch stronach cienkiej płytki typu p umieszczane są kulki metalu zawierającego donory. Cały zestaw jest nagrzewany do takiej temperatury, że metal donieszkowy topi się i rozpuszcza małe ilości germanu. Następnie po ochłodzeniu ger-

man, została się w metalu domieszkowym i wchodzi do budowy krystalicznej materiału bazy. Metoda ta jest stosowana przy produkcji większości tranzystorów.

Przebieg energii potencjalnej elektronu w pracującym tranzystorze pokazano na rys. 20. Na wykresie tym uwidoczniło zmiany energii potencjalnej elektronu na drodze od emitera do kolektora w tranzystorze spolaryzowanym jak na rys. 19. Polaryzacja ujemna na złączu kolektora wytwarza duży spadek napięcia. Zmiana polaryzacji złącza emitera powoduje zmianę wysokości bariery potencjału i wobec tego zmianę dyfuzyjnego prądu elektronów płynącego do bazy. Warstwa bazy jest bardzo cienka i zawiera mało centrów rekombinacji, wskutek czego istnieje dużo większe prawdopodobieństwo dyfuzji elektronu przez bazę i dojścia do złącza kolektora niż rekombinacji ich w bazie. W dobrze wykonanym tranzystorze warstwowym prąd dyfuzyjny elektronów przechodzących przez bazę do kolektora może być sto razy większy od prądu rekombinacji, tzn. że prąd wejściowy płynący do bazy przez doprowadzenie bazy może kontrolować sto razy większy prąd wyjściowy płynący do kolektora. Sytuacja ta nie jest wprawdzie tak korzystna jak w triodzie próżniowej, gdzie prąd siatkowy jest dużo mniejszy od prądu anodowego, niemniej jednak tranzystor warstwowy pracuje z dużą sprawnością.

Ze względu na napięcia zasilające tranzystor przewyższa każdą lampę próżniową, gdyż punkt pracy tranzystora może być wybrany przy napięciu w granicach 50-100 mV. Takie napięcie tworzy barierę potencjału na złączu kolektora kilkakrotnie wyższą od napięcia cieplnego ($\frac{kT}{e} = 25 \text{ mV}$). W wyniku tego każdy elektron docierający do złącza kolektora przejdzie w dół bariery i nie ma szans powrotu.

Tranzystor warstwowy posiada prawie idealne charakterystyki punktowe w zakresie nasycenia kolektora. W pewnych tranzystorach zmiany prądu przy zmianach napięcia na kolektorze w granicach od 100 mV do 10 V można pominąć.

Tranzystor warstwowy pokazany na rys. 19 i 20 jest jednym z często stosowanych typów tranzystorów. Tranzystory typu p-n-i-p oraz n-p-i-n są tranzystorami o małej pojemności między kolektorem a bazą, tzn. tetroda warstwowa jest specjalną odmianą tranzystora, w której przepływ prądu odbywa się tylko w małym obszarze bazy. Tranzystory tych typów są używane w obwodach drgań o częstotliwościach dochodzących do 1000 MHz.

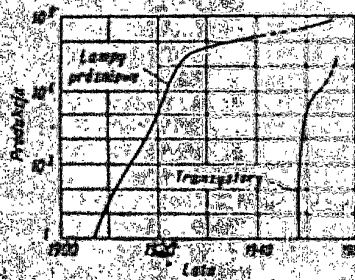
Tranzystory warstwowe mogą pracować w bardzo dużym zakresie mocy, który rozpoczyna się już od 1 mW, co jest związane z możliwością

pracy przy bardzo niskich napięciach. Ten sam tranzystor może również pracować przy napięciu 10 V i prądzie 10 mA, co daje 100000-krotny wzrost mocy. Tak szerokie granice mocy umożliwiają stosowanie znacznie mniejszej liczby typów tranzystorów niż lamp próżniowych.

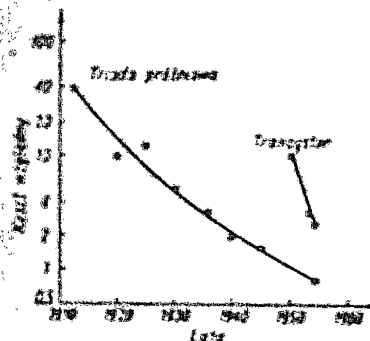
ZASTOSOWANIA

W Stanach Zjednoczonych Am. Pn. tranzystory mają głównie dwa zastosowania: w aparatach dla słabo słyszących i w przenośnych aparatach radiowych. Istnieje tam przeszło milion aparatów dla słabo słyszących, z czego około 1/3 pracuje przy zastosowaniu tranzystorów.

Produkcja tranzystorów odbywa się głównie przy zastosowaniu metody stopowej, a następnie metody wyciągania i podwójnego wprowadza-



Rys. 21. Roczna produkcja tranzystorów i lamp próżniowych



Rys. 22. Ceny triody próżniowej i tranzystora w zależności od czasu

nia domieszek. Tranzystory mają przewagę nad lampami próżniowymi, gdyż nie wymagają prądu żarzenia, a stosowane napięcie kolektora jest niższe niż w lampach elektronowych. Obliczono, że w Stanach Zjednoczonych oszczędza się na zużyciu baterii i trwałości tranzystorów w aparatach dla słabo słyszących około 50 mln dolarów rocznie.

Ostatnio opracowano dwa typy odbiorników przenośnych, w których zastosowano tranzystory. Pierwszy z nich jest najmniejszym odbiornikiem produkowanym na skalę przemysłową. Ma on 4 tranzystory zasilane z 22,5-woltowej baterii, która pracuje około 30 godz. Drugi model posiada dużo większy głośnik i konkuruje w barwie tonu z odbiornikami lampowymi. Jego 4 baterie 1,5-woltowe pracują 500 godz.

Na rys. 21 i 22 zilustrowano światowy rozwój produkcji lamp próżniowych i tranzystorów. Produkcja tranzystorów wynosi kilka milionów

sztuk rocznie, co odpowiada produkcji lamp w 1920 roku. Przewiduje się również, że koszt produkcji tranzystora zrówna się z kosztem produkcji lampy w 1957 roku. W związku z tym nastąpi prawdopodobnie dalszy szybki wzrost produkcji tranzystorów.

Przetłumaczył
Andrzej Kobus

WYKAZ LITERATURY

1. Shockley W.: Elektron and Holes in Semiconductors. New York 1950.
2. Lark-Horovitz K.: The New Electronics. Washington 1954.
3. Harold F. W. — *Journal of the Franklin Institute* 1955 s. 87.
4. Spönke E.: Elektronische Halbleiter. Berlin 1955.
5. Proceedings of the International Conference on Semiconductors — *Physica* 1954 s. 801.
6. Transistor Issue. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1223.
7. Schiff J. H., Theurer H. C., Schumacher E. E. — *Trans. Inst. Min. Engrs.* 1949 s. 383.
8. Bardeen J., Brittain W. H. — *Phys. Rev.* 1948 s. 230.
9. Haynes J. R., Shockley W. — *Phys. Rev.* 1949 s. 691.
10. Prince M. B. — *Phys. Rev.* 1953 s. 861, 1954 s. 1294.
11. Translator Teachers' Summer School. — *Phys. Rev.* 1952 s. 1368.
12. Shockley W. — *Bell Syst. techn. J.* 1949 s. 435.
13. Goucher F. S., Pearson G. L., Sparks M., Teal G. K., Shockley W. — *Phys. Rev.* 1951 s. 637.
14. Pfann W. G. — *Trans. Inst. Min. Engrs.* 1952 s. 747.
15. Pfann W. G., Olsen K. M. — *Phys. Rev.* 1953 s. 321.
16. Pfann W. G., Olsen K. M. — *Bell Lab. Rec.* 1955 s. 201.
17. Teal G. K., Little J. B. — *Phys. Rev.* 1950 s. 647.
18. Burgers J. M. — *Proc. Phys. Soc.* 1940 s. 23.
19. Burgers J. M. — *Proceedings Koninklijke Nederlandsche Akademie van Wetenschappen* 1939 s. 293.
20. Bragg W. L. — *Proc. Phys. Soc.* 1940 s. 54.
21. Vogel F. L., Pfann W. G., Coffey H. G., Thomas E. E. — *Phys. Rev.* 1953 s. 489.
22. Shockley W., Read W. T. — *Phys. Rev.* 1949 s. 692.
23. Teal G. K., Sparks M., Buchler E. — *Phys. Rev.* 1951 s. 637.
24. Hall R. N., Dunlap W. C. — *Phys. Rev.* 1950 s. 467.
25. Hall R. N. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1512.
26. Saby J. S. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1354.
27. Fuller C. S., Ditzemberger J. A. — *J. Appl. Phys.* 1954 s. 1419.
28. Pearson G. L., Fuller C. S. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1954 s. 710.
29. Chapin D. M., Fuller C. S., Pearson G. L. — *J. Appl. Phys.* 1954 s. 606.
30. Chapin D. M., Fuller C. S., Pearson G. L. — *Bell Lab. Rec.* 1954 s. 241.
31. Shockley W., Sparks M., Teal G. K. — *Phys. Rev.* 1951 s. 637.
32. Pietsenpol W. J. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1954 s. 710.

PRZEGŁAD CZASOPISM

Przegląd ten jest już po raz pierwszy wprowadzony w „Elektronice Nowej” i „Przeglądzie Czasopism”, w którym będą zamieszczane opracowania z zakresu technologicznych aktualnych artykułów ukazujących się w zagranicznych czasopiśmie technicznych z dziedziny elektroniki.

Opracowania te i analizy mają na celu ułatwienie czytelnikowi interesującemu się danym zagadnieniem wyboru właściwych artykułów. Drugim zadaniem tego działu jest informowanie czytelnika o całokształcie prac i osiągnięciach w dziedzinie elektroniki przez uwzględnienie jak największej liczby zagadnień i możliwie wyczerpujące opracowanie artykułów. Pozwoli to czytelnikowi na zapoznanie się z licznymi publikacjami o tematyce pokrewnej dziedzinie stanowiącej jego główne zainteresowanie.

Nazwy czasopism będą podawane w międzynarodowo przyjętych skrótach, których wykaz umieszczono obok.

Parowanie baru i strontu z katody tlenkowej. Wooten L. A., Ruchle A. E., Moore G. E. Evaporation of Barium and Strontium from Oxide-coated Cathodes. *J Appl Phys* 1955 Vol. 26 s. 44.

Parowanie z katodową warstwy emisyjnej jest zagadnieniem interesującym w dziedzinie lamp elektronowych. W czasie produkcji lamp elektronowych natrafia się często na trudności, wywołane przez parujące składniki warstwy emisyjnej. Dlatego wydaje się rzeczą wskazaną podać niektóre wyniki badań dokonanych w laboratoriach firmy Bell (Stany Zjednoczone Am. Płn.) i opublikowane w pracy niniejszej.

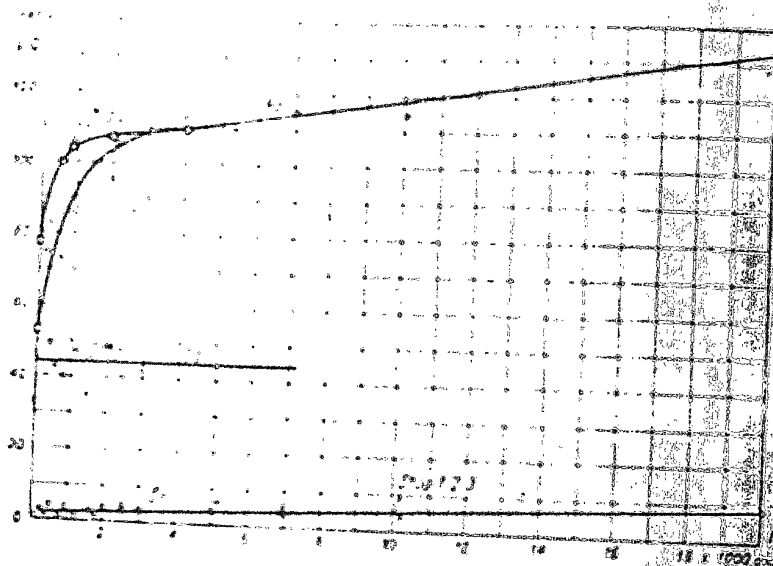
Do przeprowadzenia wyżej wymienionych badań zastosowano specjalną lampę z katodą niklową zarzoną bezpośrednio. Badania przeprowadzono na trzech rodzajach katod oznaczonych numerami 1, 2 i 3, wykonanych z niklu o różnej zawartości domieszek, przy czym pierwszy rodzaj katody zawierał domieszki 0,09% magnezu i 0,02% krzemu, drugi rodzaj katody zawierał 0,12 Mg i 0,08% Si. Trzeci rodzaj niklu zawierał domieszki czystych - posiadał minimalne ilości zanieczyszczeń 0,005% Mg, 0,01% Si.

Na podstawie tych danych można powiedzieć, że pierwszy i drugi rodzaj stopu był stopem czynnym, natomiast stop trzeci był typowym stopem katodowym barowym.

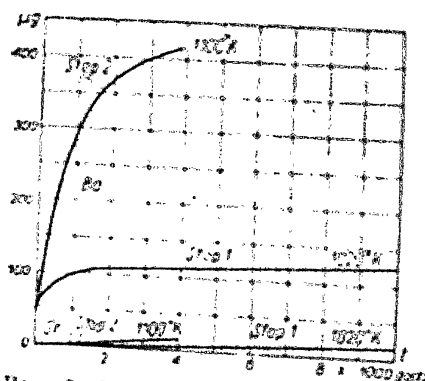
Drugą katodę była pokryta warstwą tlenków barowo-strontowych, przy czym tlenek barowy stanowił 38,7%. Temperatura katody w czasie pracy lampy wynosiła 1150 K.

Należy podkreślić, że wpływ składu niklu katodowego na parowanie baru i strontu w czasie pracy lampy. Stwierdzono, że

Wartość γ jest stała i nie zależy od czasu pracy lampy. Tlenek barowy, przy czym 2° oznacza w tym przypadku wyparowanie w postaci tlenku. Parowanie tlenku barowego następuje przede wszystkim podczas przemiany we-



Rys. 1. Wpływ rodzaju niklu katodowego na parowanie baru i strontu w zależności od czasu pracy lampy



Rys. 2 Wpływ temperatury na ilość parującego baru i strontu z katody tlenkowej w czasie pracy lampy

głów, gdy temperatura katody wynosi ok. 1300 °K. Oprócz baru paruje również w niewielkiej ilości stront (5%) oraz tlenek strontowy (0,01%). Przy stosowaniu stopów niklu oznaczonych Nr 1 i 2 można wyróżnić w czasie pracy dwa okresy. W ciągu pierwszego okresu wynoszącego

... wyprodukowanego, baru

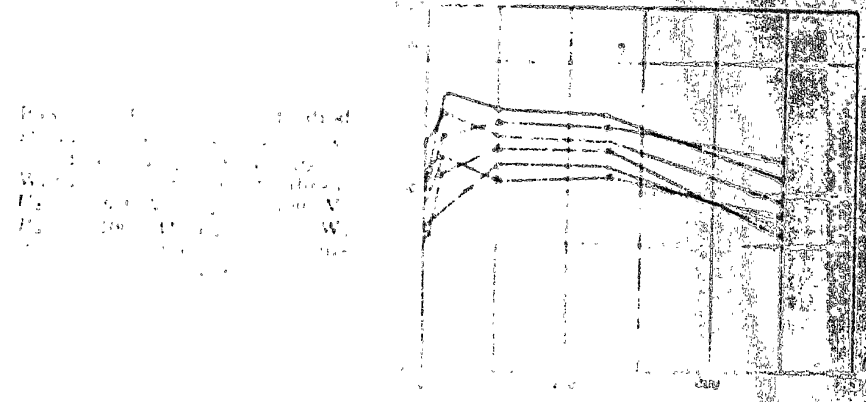
W czasie pomiarów przez autorów zauważono, że woda w tym czasie była bardzo ciepła. Okazało się, że temperatura wody była w tym czasie bardzo wysoka, co miało wpływ na wyniki pomiarów. Stwierdzono, że wpływ temperatury wody na wyniki pomiarów jest bardzo istotny. W związku z tym, w czasie pomiarów należy brać pod uwagę temperaturę wody. Niestety, w czasie pomiarów nie było możliwości pomiaru temperatury wody.

Opracował A. T.

Zależność emisji elektronowej w lampie od zanieczyszczeń niktla anodowego. (1953) 41. The Effect of Impurity Migrations on Thermionic Emission. G. A. C. Rogers. Proc. Inst. Radio Engrs. 1953, Vol. 41, p. 203.

Wzrost temperatury prowadzi do zmniejszenia ze dominek, redukując w nich katodę, co prowadzi do zmniejszenia potencjału, poziomu energii elektronowej. Właściwości katodowe są więc zmniejszane, co prowadzi do zmniejszenia stanu katody w przypadku bardzo wysokiej temperatury, co prowadzi do zmniejszenia nikt czynnego.

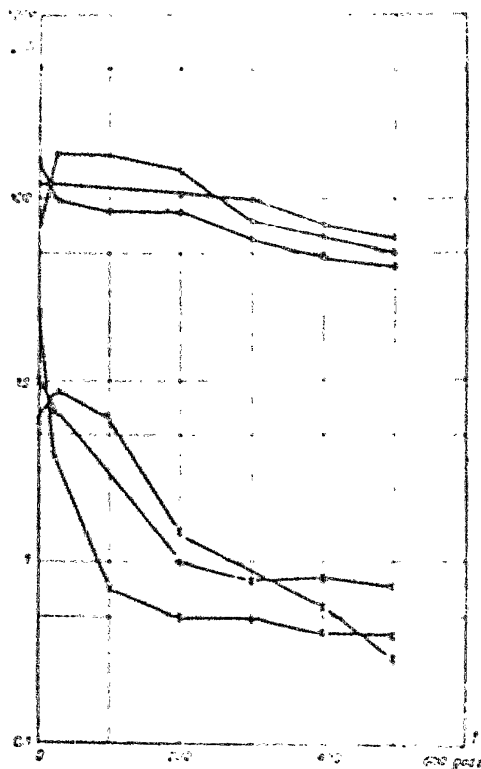
dotyczy wpływu na procesy biologiczne i chemiczne dowodzące wpływu zanieczyszczeń w niku
dotyczy wpływu na procesy biologiczne i chemiczne dowodzące wpływu zanieczyszczeń w niku



38

ELEKTRODA

Rok III



Rys. 2. Emitacja katod diod standardowych dla dwu stopni katodowych w zależności od czasu pracy lampy. Warunki na ramie trwałości: $U_k = 63$ V, $U_a = 100$ V, $R_k = 1000$ Ω , $P_k = 25$ W. A — nikiel bierny, O — nikiel czynny

Tabela 1

Procentowa zawartość domieszek w niklu stosowanym na katody diod

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Bierny	0,009	0,046	0,024	0,005	0,017	0,008
Czynny	0,024	0,096	0,093	0,033	0,023	0,033

Tabela 2

Procentowa zawartość domieszek w niklu katodowym określona na podstawie analizy dokonanej po upływie 500 godz pracy katod

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Bierny	0,04	0,06	0,02	0,01	0,02	0,01
Czynny	0,04	0,12	0,08	0,03	0,02	0,04

38

Wszystkie anody standardowej opracowanej przez Instytut Chemii Fizycznej. Materiały. Katody powłokowej grupy tych katod wykonano z bardzo czystego niklu o makroczystości (zawartość domieszek: 0,20% węgla, 0,25% miedzi, 0,05% cynku, 0,20% krzemu i 0,04% manganu). W katodach powłokowych użyto lampy w których zarówno katody jak i anody były wykonane z bardzo czystego niklu. Skład chemiczny tego stopu: Ni 99,95%, Cu 0,05%, Fe 0,02%, Mn 0,005%, S 0,001%. Wyniki badań wykonano w warunkach niedożarzenia przy temperaturze 335 °C oraz przy napięciu 10 V. Wartość potencjału była niższa od potencjału krytycznego dla powłok na anodzie. W tych warunkach nie nastąpiło zanieczyszczenie.

W katodach powłokowych w zależności od różnych ilości domieszek w nich zawartych (tabl. 1) uzyskano odmienne wartości emisji elektronów. Wyniki emisji przeprowadzane w czasie

Tablica 1

Wyniki emisji elektronów w katodach określone na podstawie pomiarów przy napięciu 10 V przy katodach w przypadku zastosowania bardzo czystego niklu

Wzrostek	Ni	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Wzrostek	0,01	0,03	ślady	0,008	0,008	ślady
Wzrostek	0,01	0,05	0,073	0,021	0,01	ślady

W katodach powłokowych wykazywały różnic w poziomie emisji (rys. 1). Wyniki emisji elektronów przy katodach (czyste i pokryte), wykonane po upływie 10 min od czasu wykonania, wykazywały zwiększenie się zawartości domieszek w katodach. Wyniki te w szczególności: krzemu, magnezu i żelaza (tabl. 2).

W katodach powłokowych na anody zastosowano bardzo czysty nikiel. Wyniki emisji wykonane w jednym przypadku z niklu czystego i w drugim przypadku z czystego niklu (biernego). Wyniki tych badań wykazały, że emisja elektronów wykonana z bardzo czystego niklu była wyższa niż emisja wykonana z niklu biernego. Różnice w poziomie emisji dla katod powłokowych były większe w tym przypadku w całej pełni. Wyniki emisji elektronów przy katodach wnoszą wyciągnięte na podstawie wyników (rys. 1, 3).

Najbardziej interesującym wynikiem sugeruje pewną migrację zanieczyszczeń z anody na katodę. Mechanizm tego zjawiska nie jest jeszcze jasny.

Najbardziej interesującym wynikiem sugeruje pewną migrację zanieczyszczeń z anody na katodę. Mechanizm tego zjawiska nie jest jeszcze jasny.

Opracował A. T.

[illegible]

Na dołki drzewca nakładamy papierową nakładkę specjalny lakier, na którym po wyschnięciu nakładamy odpowiednio rowki. Następnie trawimy matrycę kwasem azotowym, aż do otrzymania w szkiełku dostatecznie gładkiej powierzchni. Po umyciu lakiera na matrycy nakładamy przez naporowywanie lub zgięcie w próżni warstwę metalu, najczęściej palladu. Z powierzoną matrycę ścierną się dokładnie nałożony metal, a tkwiące w brzozech zębiska stali, rozpuszczają elektrolitycznie. Tak wykonaną szkiełko wkładamy do jadu wody, suszymy i oprawiamy w metalową ramkę.

Opracował: Z. Jelenek

Załącznik 2 przedkłada się w numerach „Elektroniki” przyznanych Urzędowi Państwowemu ds. Wydawnictw i Instytucji i Zakładów pracy mających siedzibę w m. st. Warszawie, z których znajdują się oddziały względnie delegatury „Ruchu”, kierownik prenumeratę w tychże jednostkach „Ruchu”.

Instytucje centralne i samorządowe i przedsiębiorstwa, dla podległych im jednostek terenowych i samych krajowej zgłaszają zamówienia do Centralnego Biura Zakupów Państwa (Wydziałowa "Ruch"), Warszawa, ul. Srebrna 12, konto PKO 14-11-1029.

Case v. governments

kwadratowy z 18 , podłoga z 36 , wysokość z 72 .

የግንባታው ዕቅድ ለግንባታው የሚያስፈልጉትን ምንጮች ለማግኘት ሲሞክሩ ለግንባታው የሚያስፈልጉትን ምንጮች ለማግኘት ሲሞክሩ

32. The following are the names of the persons who have been appointed to the various positions in the organization of the American Society of International Law:

Za zgodą Zarządu Wydziału Kultury i Oświaty
Przewodniczący Komisji ds. Wydziału Kultury i Oświaty
szawa, al. Wilcza 49

ELEKTRONIKA

BIULETYN TECHNICZNY
PRZEMYSŁOWEGO INSTYTUTU ELEKTRONIKI
ORAZ
ZAKŁADÓW WYTWÓRCZYCH LAMP ELEKTRYCZNYCH
IM. ROŻY LUKSEMBURG



WARSZAWA - STYCZEŃ - 1957

ROK III

NR 1 (15)

widmowy światła. Zastosowanie wiązki światła jako czynnika kontrolującego w licznych przemysłowych urządzeniach automatyzacji jest sposobem pewnym, dogodnym i tanim. Wykorzystanie metod fotoelektrycznych do wykrywania obiektywnych pomiarów światła pozwoliło uzyskać dokładność i szybkość pomiarów nieosiągalnych przy stosowaniu wszelkich innych metod.

Typowymi funkcjami wykonywanymi przez przyrządy fotoelektryczne są:

a) przetwarzanie sygnałów świetlnych widzialnych lub niewidzialnych na sygnały elektryczne (np. urządzenia dźwiękowe kinowe, zabezpieczenia, większość urządzeń automatycznej kontroli procesów produkcyjnych, sygnalizacja świetlna, sygnalizacja przy zastosowaniu promieniowania podczerwonego);

b) pomiar natężenia światła (fotometria obiektywna w zakresie widzialnym oraz w zakresie podczerwieni i nadfioletu, a w szczególności pomiary bardzo małych strumieni świetlnych);

c) rejestracja zmian składu widmowego światła (kolorymetria i piro-metria);

d) przetwarzanie obrazu świetlnego na szereg sygnałów elektrycznych (elektronowa analiza obrazów telewizyjnych);

e) przetwarzanie obrazu świetlnego na obraz świetlny w dogodniejszym obszarze widmowym (fotokopie), dopasowywanie powielaczy elektronowych do widma badanego promieniowania);

f) liczenie błysków i cząstek o bardzo małym natężeniu (liczniki scyntylacyjne, liczniki promieniowania Czerenkowa).

Przyrządy fotoelektryczne emisyjne dzielą się na następujące główne typy:

- a) fotonówki próżniowe i gazowe;
- b) powielacze fotoelektronowe;
- c) przetworniki obrazowe;
- d) telewizyjne lampy analizujące.

Przyrządy fotoelektryczne emisyjne przewyższają pod wieloma względami przyrządy fotoelektryczne woltajczne i oporowe. Ustępują im tylko pod względem uczulenia na promieniowanie podczerwone.

PODSTAWY DZIAŁANIA PRZYRZĄDÓW FOTOELEKTRYCZNYCH EMISYJNYCH

Zjawisko fotoelektryczne

Zjawisko fotoelektryczne jest to zjawisko oddziaływania promieniowania świetlnego (widzialnego lub niewidzialnego). Rozróżnia się następujące zjawiska fotoelektryczne:

- a) zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne,
- b) zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne,
- c) zjawisko fotowoltaiczne.

Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne (emisja fotoelektronowa) jest to emisja elektronów z powierzchni oświetlonych występująca wskutek absorpcji promieniowania świetlnego.

Zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne jest to zjawisko powstawania nośników prądu (dziur w pasmie podstawowym, a elektronów w pasmie przewodnictwa) występującego wskutek absorpcji promieniowania świetlnego. Przejawia się ono w zmianie przewodności materiału przy oświetleniu.

Zjawisko fotowoltaiczne polega na powstawaniu siły elektromotorycznej w obwodzie zawierającym materiał oświetlony.

Prawa emisji fotoelektronowej

Równanie Einsteina dla emisji fotoelektronowej

Jeżeli oświetla się fotokatodę światłem o częstotliwości f , to maksymalna energia wyrzucanych z niej elektronów jest określona wzorem Einsteina

$$\frac{1}{2} mv^2 = hf - A \quad (1)$$

w którym A oznacza zewnętrzną pracę wyjścia elektronów z fotokatody.

Zgodnie z równaniem Einsteina emisja fotoelektronowa może występować zatem tylko wówczas, gdy spełniony jest warunek

$$hf \geq A$$

WSTĘP

Dla ułatwienia zrozumienia niniejszego artykułu zostanie przeprowadzone porównanie między elektroniką lamp próżniowych a elektroniką tranzystorów.

Podstawą elektroniki próżniowej jest możliwość wytworzenia dostatecznie wysokiej próżni. W elektronice próżniowej ośrodkiem, w którym zachodzą wszelkie zjawiska, jest idealna próżnia zawierająca cząstki takie jak atomy, jony dodatnie i elektrony. Natomiast w elektronice tranzystorowej ośrodkiem jest idealna sieć krystaliczna¹⁾ zniekształcona przez większą liczbę rodzajów cząstek niż w elektronice próżniowej. Oprócz ładunków ujemnych mamy tu do czynienia z ładunkami dodatnimi (tzw. dziurami) oraz z jonami obu znaków. Jony te odgrywają rolę podobną do roli jonów w gazach, które neutralizują ładunek przestrzenny i zmniejszają pole elektryczne. W elektronice tranzystorowej jony te wchodzi również w skład budowy metalicznej.

Zjawiska występujące w elektronice tranzystorowej zależą od obecności różnego rodzaju zakłóceń w idealnym kr. sieć. Zakłócenia te będziemy nazywali nieprawidłowościami²⁾.

Aby zrozumieć podstawowe zjawiska fizyczne w tranzystorach, należy koniecznie podać pewne zasadnicze wiadomości o pięciu podstawowych nieprawidłowościach.

1) The Forty-sixth Kelvin Lecture — Translator Physics — Proc. Instn. Electr. Engers, 1936 Part B Nr 7.

2) Przez idealną budowę krystaliczną należy rozumieć idealny układ atomów (przyj. tłum.).

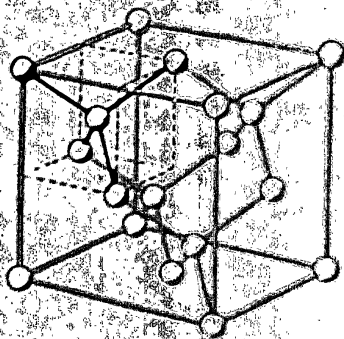
3) Wyrażenie „nieprawidłowość” przyjęto jako tłumaczenie angielskiego wyrazu „imperfection” oznaczającego w sposób bardzo ogólny zakłócenie sieci krystalicznej. Bliższe omówienie nieprawidłowości znajduje się poniżej (przyj. tłum.).

W dalszym ciągu artykułu zostanie wprowadzone pojęcie tych pięciu podstawowych nieprawidłowości i będą opisane ich najważniejsze właściwości. Następnie zostanie omówiona technika kontrolowania nieprawidłowości konieczna do wytworzenia odpowiedniej zbudowanej budowy półprzewodnika.

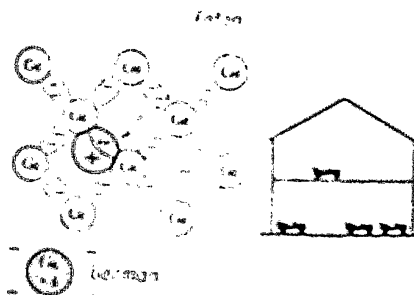
Istnieje szereg materiałów, które mogą być stosowane w elektronice tranzystorowej. Omawiać będziemy jednak tylko german i krzem, gdyż badania tych pierwiastków są najdalej posunięte a otrzymane wyniki najlepsze. Poprzednio prace badawcze były prowadzone głównie nad germanem, natomiast obecnie bada się przede wszystkim krzem. Z tych dwu pierwiastków german jest łatwiejszy do oczyszczania i kontroli, ale krzem ma szereg istotnych zalet. Przede wszystkim ma on bardziej zwartą budowę atomową niż german, wskutek czego wymagana jest wyższa temperatura topnienia. W związku z tym powstają pewne trudności przy wykonywaniu tygla do wytapiania krzemu, ale budowa krzemu w przeciwieństwie do budowy germanu umożliwia pracę w wyższych temperaturach.

PIĘĆ PODSTAWOWYCH NIEPRAWIDŁOWOŚCI

Na rys. 1 pokazano idealną budowę sieci krystalicznej diamentu. Krzem i german mają budowę analogiczną. Atomy tych pierwiastków są czterowartościowe, tzn. że każdy atom ma cztery dosyć mocno związane



Rys. 1. Rozmieszczenie atomów w siatce diamentu



Rys. 2. Utworzenie sieci krystalicznej z wiązania atomowego i siły przyciągania

ze sobą elektrony, które mogą brać udział w wiązaniach chemicznych. Czterowartościowość atomów węgla, germanu i krzemu prowadzi do wiązań chemicznych z czterema sąsiednimi atomami. Tak widac na rys. 1, atom wyodrębniony w celu ułatwienia zrozumienia jest otoczony symetrycznie czterema sąsiednimi atomami, wszystkie atomy w sieci

krystalicznej diamentu są otoczone podobnie. Każde wiązanie zawiera dwa elektrony, po jednym z każdego atomu połączonego.

Sieć krystaliczna pokazana na rys. 1 jest izolatorem, gdyż ustawienie atomów jest idealne, a wszystkie elektrony tworzą wiązania kowalencyjne. W sieci takiej, będącej w polu elektrycznym, elektrony nie przenoszą prądu elektrycznego. Aby kryształ był przewodzący, należy wprowadzić do jego budowy nieprawidłowości. Można to uczynić kilkoma sposobami.

Na rys. 2 pokazano pierwszy sposób wprowadzania nieprawidłowości do budowy elektronowej kryształu germanu lub krzemu. Do kryształu wprowadza się kwant światła, zwany fotonem. Jeżeli foton posiada dostateczną energię, może on przerwać jedno z wiązań walencyjnych przez wyrwanie elektronu i przerzucenie go w inne miejsce. W tych zmienionych warunkach elektron staje się elektronem nadmiarowym.

Tablica 1

Oznaczenia stosowane dla pięciu podstawowych nieprawidłowości

Nazwa	Symbol	Gęstość [cm ⁻³]
Elektron (nadmiarowy)		n_e
Dziura		p
Centrum rekombinacji		n_r
Donor		n_d
Akceptor		n_a

Po elektronie pozostaje niekompletne wiązanie walencyjne. W języku fizyki półprzewodników taką niezupełne wiązanie nazywa się dziurą. Rzecz oczywista, że otoczenie dziury odpowiada ładunkowi dodatniemu, gdyż przed wyrwaniem elektronu z wiązania w obszarze tym istniała równowaga ładunków.

W tabl. 1 podano nazwy pięciu podstawowych nieprawidłowości, ich symbole graficzne oraz oznaczenia ich gęstości.

W fizyce półprzewodników kilka najbardziej podstawowych zagadnień dotyczy szczególnych właściwości dziur i elektronów. Dziury i elektrony można potraktować jako cząstki elementarne. Elektrony nadmiarowe poruszają się w kryształach ruchem Browna; przebiegają one pewną średnią drogę swobodną w czasie między poszczególnymi zderzeniami z jonami. Ruch cieplny atomów w sieci wywołuje drgania elektronów, co ogranicza średnią drogę swobodną, czyli wielkość, która określa oporność elektryczną półprzewodnika.

Jeżeli do półprzewodnika o temperaturze pokojowej wprowadzimy grupę elektronów, to zaczną się one rozprzestrzeniać w kryształ. ruchem bezładnym. Jeżeli następnie w kryształ wytworzymy stałe pole elektryczne, na ruch elektronów będzie działała stała siła odpowiadająca natężeniu pola elektrycznego, pod wpływem której elektrony będą unoszone. Wystąpi wówczas przepływ ładunku elektrycznego, a więc popłynie prąd. Jak widać z powyższego, nośnikami prądu w kryształ są elektrony nadmiarowe.

Słowa dyfuzja używa się na określenie bezładnego ruchu cząstek w wyniku ruchu cieplnego; słowo unoszenie oznacza ruch uporządkowany w wyniku działania pola elektrycznego. W większości przypadków ruchy te są addytywne, tak że ruch wypadkowy jest sumą obu zjawisk. Ruch unoszenia jest ilościowo określany przez ruchliwość. Prędkość unoszenia jest wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego, gdzie współczynnikiem proporcjonalności jest ruchliwość. Na przykład elektrony w germanie w temperaturze pokojowej w polu o natężeniu 1 V/cm są unoszone z prędkością wynoszącą 3900 cm/s, co oznacza, że ruchliwość elektronów w germanie jest równa 3900 cm²/Vs. Stałą dyfuzji mierzy się w centymetrach kwadratowych na sekundę. Jest ona w prosty sposób powiązana z ruchliwością — obowiązuje tu równanie

$$D = u k T$$

w którym: D — stała dyfuzji [cm²/s]; u — ruchliwość; k — stała Boltzman; T — temperatura [°K].

Fakt, że prędkość unoszenia jest wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego, jest podstawą prawa Ohma i prowadzi do wniosku, że prąd jest wprost proporcjonalny do napięcia. Przy dużych natężeniach pola elektrycznego w germanie proporcjonalność nie jest zachowana — prawo Ohma nie jest spełnione.

Gdy elektron jest pobudzony ze stanu normalnego w budowie pasmowej do wyższego stanu energetycznego (rys. 2), w kryształ tworzy się dziura w niższych stanach energetycznych. Dziura ta może się również poruszać w kryształ. Jej właściwości są podobne do właściwości elektronu; może być więc traktowana jako cząstka poruszająca się ruchem Browna i posiadająca średnią drogę swobodną.

Jeżeli idealny półprzewodnik (który jest izolatorem) jest oświetlony (rys. 2), generują się pary dziura-elektron i kryształ staje się przewodnikiem. Z chwilą gdy kryształ znajduje się w polu elektrycznym, będą w nim płynęły zarówno elektrony, jak i dziury. Dziury jako naładowane dodatnio poruszają się w kierunku pola elektrycznego, podczas gdy elektrony poruszają się w kierunku przeciwnym.

Rzecz jasna, że zjawisko uwidocznione na rys. 2 będzie powodowało wzrost przewodności kryształu germanu i krzemu ze względu na zwiększenie się liczby nośników prądu. Tak: wzrost przewodności wskutek naswietlania jest znany jako zjawisko przewodnictwa fotoelektrycznego. Jeżeli źródło światła zostanie usunięte, zjawisko przewodnictwa fotoelektrycznego zaniknie, pary dziura-elektron zrekombinują¹⁾, elektrony zajmą miejsca dziur i nastąpi powrót do kryształu idealnego. Choć przewodność maleje po usunięciu oświetlenia, nie osiągnie nigdy wartości równej zero, gdyż istnieje prawo działania mas, które rządzi gęstością dziur i elektronów. Prawo to dla półprzewodników wyraża się równaniem

$$n_e n_h = 10^{19} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (1)$$

w którym: n_e — gęstość elektronów; n_h — gęstość dziur; $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ — współczynnik Boltzmann'a.

W związku z zasadą zakazu Pauliego równanie (1) musi być zmodyfikowane dla gęstości nośników większych niż 10^{19} cm^{-3} . Czynniki zależny od temperatury $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ równa się podstawie logarytmów naturalnych podniesionej do ilorazu dwóch energii, przy czym: W — energia potrzebna do wytworzenia pary dziura-elektron, kT — energia cieplna.

Prawo ekwipartycji energii określa, że cząstka elementarna bez względu na masę i ładunek bierze udział w tej samej części w średnim ruchu cieplnym w danej temperaturze, a wielkość ruchu cieplnego jest wprost proporcjonalna do temperatury w skali bezwzględnej. Stała proporcjonalności k jest znaną stałą Boltzmann'a. Wykładnik $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ jest znany jako wykładnik Boltzmann'a. Z równania (1) widać, że w temperaturach niskich wykładnik ma dużą wartość ujemną, tak że iloczyn $n_e n_h$ ma małą wartość wówczas, gdy w temperaturach bardzo wysokich czynnik wykładniczy dąży do jedności.

Wykładnik Boltzmann'a odgrywa wielką rolę w fizyce i w elektronice tranzystorowej. Rozwiązuje on sprzeczność między dążeniem cząstek do utraty energii i zejścia do niższych stanów energetycznych z jednej strony a tendencją działania cieplnego w kierunku podniesienia cząstki do wyższego stanu energetycznego z drugiej strony. W równaniu (1)

1) Rekombinacja jest to zjawisko odwrotne do generacji, polega ona na neutralizacji ładunków dziury i elektronu utraty. tłum.

została podkreślona zależność temperaturowa wykładnika Boltzmann'a. Gdy temperatura podwyższa się, wówczas elektrony z niższych stanów energetycznych w atomie mają tendencję do przemieszczania na wyższe stany, gdzie istnieją jako elektrony nadmiarowe. Zależność wykładnika Boltzmann'a od energii będzie rozpatrywana na innym miejscu, a mianowicie przy porównaniu germanu i krzemu, a następnie przy rozpatrywaniu sposobu, w jaki wykładnik Boltzmann'a może być zastosowany do analizy wpływu pola elektrycznego.

Jeżeli kryształ umieścimy w polu elektrycznym, jego elektrony nadmiarowe oraz dziury będą miały różne energie w różnych częściach kryształu. Niekiedy pole elektryczne powstaje w warunkach równowagi cieplnej. W tych warunkach zmiany gęstości nośników w różnych miejscach zależą od zmian zachodzących we współczynniku Boltzmann'a w zależności od zmian energii. W innych przypadkach doprowadzone napięcie zewnętrzne powoduje zmiany w energii i odpowiednie zmiany w gęstości nośników. Zmiany wywołane napięciem są przyczyną powstawania prądów, a zależność prądu od napięcia doprowadzonego może być wyrażona w sposób bardzo prosty we współczynniku Boltzmann'a. Zastosowania te będą dyskutowane poniżej w związku z opisem złącza p-n i tranzystorów warstwowych.

Dla uproszczenia obliczeń jako jednostkę energii w równaniu (1) stosuje się elektronowolt. Elektronowolt jest to energia, którą elektron nabywa przy przejściu różnicy potencjałów 1 V. Czynniki kT w temperaturze pokojowej ma wartość około 25 mV lub 1/40 eV. Często dogodnie jest wyrażać energię bezpośrednio w woltach, wobec czego wprowadzono oznaczenie e na jednostkę ładunku elektronowego.

Wykładnik Boltzmann'a może być też napisany w sposób następujący:

$$\frac{eU}{kT} = \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) = \exp\left(\frac{U}{1/40}\right) = \exp 40U \quad (2)$$

gdzie wartość 1/40 odpowiada temperaturze pokojowej, a kT e wyrażono w woltach.

Przewagę krzemu nad germanem w temperaturach wyższych można łatwo wyjaśnić przy pomocy równania (1). Wartość energii W_0 w przybliżeniu równe 0,7 eV dla germanu i 1,1 eV dla krzemu. Wartości n_0, n_i w temperaturze pokojowej dla germanu i krzemu są określone równaniami

$$n_0, n_i = 10^{15} \approx 10^{15} \cdot 10^{-10}, W_0 = 0,7 \text{ eV} \quad (3)$$

$$n_0, n_i = 10^{15} \approx 10^{15} \cdot 10^{-15}, W_0 = 1,1 \text{ eV} \quad (4)$$

W czystych próbkach germanu jedynymi istniejącymi ładunkami są elektrony i dziury. Gęstości ich muszą być równe, gdyż nawet najmniejsza nierówność gęstości ładunków powoduje powstanie pola elektrycznego, które wywoła przepływ prądu i zneutralizowanie nierówności gęstości ładunków (brak równowagi może istnieć w bardzo małych objętościach — patrz niżej). Przyjmując zatem $n_e = n_h$ należy stwierdzić, że n_e i n_h równają się około 10^{13} cm^{-3} w germanie i $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ w krzemie. Wobec tego czysty krzem ma około 3000 razy mniejszy prąd nośników w temperaturze pokojowej niż german, a więc i odpowiednio mniejszą przewodność.

Dla równych gęstości nośników w czystych próbkach temperatura bezwzględna krzemu może być wyższa niż germanu w stosunku 1,1 : 0,7. W tranzystorach zjawisko to nie jest tak wyraźne, jednak przewaga krzemu pod względem zastosowania w temperaturach wyższych jest oczywista.

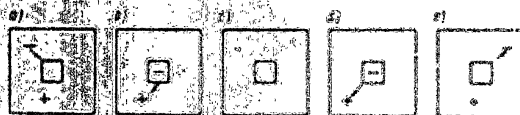
Przewodność wynikająca z równowagi cieplnej koncentracji dziur i elektronów jest znana jako przewodność samostna. Jest to przewodność kryształu idealnego bez żadnych domieszek i dyslokacji oraz bez oświetlenia. W przypadku usunięcia źródła światła (patrz rys. 2), które wywołuje powstanie zjawiska przewodnictwa fotoelektrycznego w germanie, wartość n_e i n_h zmniejszy się do ich wartości odpowiadającej równowadze cieplnej. Prawo rekombinacji jest w przybliżeniu wykładnicze, tak że gęstość nośników maleje do wartości 1/e po upływie czasu zwanego czasem życia nośników prądu.

Czas życia nośników zależy od pewnych nieprawidłowości, które działają jako katalizatory w reakcji między dziurami a elektronami. Nieprawidłowości mogą znacznie przyspieszać rekombinację dziur i elektronów. Przez długi czas najbardziej znanym czynnikiem przyspieszającym rekombinację było centrum rekombinacji (tabl. 1). Nazwę tę nadano nieznanej nieprawidłowości, która ograniczała czas życia przewodnictwa fotoelektrycznego. Jest rzeczą znaną że domieszki niklu i miedzi są bardzo czynnymi postaciami centrów rekombinacji i ich właściwości jako „katalizatorów” rekombinacji są ostatnio bardzo intensywnie badane.

Katalityczne działanie centrów domieszek Ni przedstawiono na rys. 3. Na wykresie tym atom Ni lub centrum rekombinacji jest przedstawiony jako zanieczyszczenie oboktne (rys. 3a). Elektron i dziura wędrują przez kryształ zostaje schwytyany przez atom Ni. Atom ten posiada teraz ujemny ładunek i jest jak gąbka porywająca przelatujące dziury. Jeżeli dziura przejdzie dostatecznie blisko centrum rekombinacji, elektron może przepłynąć z centrum rekombinacji do dziury powodując

powstanie normalnego wiązania kowalencyjnego. Atom Ni znajduje się w normalnych warunkach i jest gotów do katalizowania powtórnej rekombinacji pary dziura-elektron.

Przez zmianę ilości niklu w kryształ germanu można zredukować czas życia przewodnictwa fotoelektrycznego więcej niż 1000 razy. Czasy życia zmieniają się od większych niż 10^{-8} s do mniejszych niż 10^{-7} s mogą być kontrolowane przez liczbę centrów zanieczyszczeń w kryształach. Podczas badań statystycznych rekombinacji dziur i elektronów zmierzono prawdopodobieństwo „złapania” dziury przez centrum rekombinacji i porównano je z prawdopodobieństwem „złapania” elektronu. Stwierdzono, że możliwość złapania dziury jest czterdzieści razy większa — zgadza się to z hipotezą, że centrum rekombinacji jest raczej obojętne lub też że posiada ładunek, częściej jednak ujemny niż dodatni.



Rys. 3. Sposób działania centrów rekombinacji: a), b), c) centrum rekombinacji jako katalizator rekombinacji dziury i elektronu; d), e) centrum rekombinacji jako źródło pary dziura-elektron

Ośrodki rekombinacji będą katalizowały dojście do równowagi bez względu na rodzaj zakłócenia. Zjawisko, podczas którego centra rekombinacji wytwarzają pary dziura-elektron, jest odwrotnością zjawiska powodującego rekombinację (rys. 3d, e).

Na rys. 3d centrum rekombinacji jest przedstawione jako chwytające elektron z pobliskiego wiązania kowalencyjnego, tzn. jako wytwarzające dziurę. Energia potrzebna do wywołania tego zjawiska jest dostarczana przez energię ciepła kryształu w postaci drgań cieplnych. Następnie dziura dyfunduje od centrum rekombinacji, a potem centrum wyrzuca elektron. W wyniku tego centrum jest gotowe do wytworzenia następnej pary dziura-elektron lub do katalizowania rekombinacji.

Gdy próbka germanu znajduje się w równowadze cieplnej centra rekombinacji generują pary dziura-elektron i w tej samej ilości rekombinują je. Jest to przykład zasady równowagi przeciwności. Zasada ta wynika z mechaniki statystycznej, z której wiadomo, że w warunkach równowagi każde zjawisko i zjawisko odwrotne do niego zachodzą w jednakowym stopniu.

Obecnie rozważamy grono ładunków wytworzonych przez zanieczyszczenia chemiczne. Jak podano we wstępie, w elektronicznej produkcji kat-

grywają one rolę jonów. Ujemnie naładowane centra rekombinacji (rys. 3) są przykładem takich jonów, na ogół jednak centra rekombinacji występują w tak małej ilości, że gęstość ich ładunku może być pominięta.

Najbardziej interesującymi jonami w fizyce tranzystorowej są zanieczyszczenia chemiczne, które dają wzrost przewodności zależnej nie tylko od temperatury, lecz od ilości i rodzaju domieszek.

Na rys. 4 uwidoczniło się sytuację wytworzoną przez obecność domieszek z piątej kolumny układu okresowego pierwiastków. Domieszki te zajmują miejsca atomów germanu w czasie wyciągania monokryształu ze stopu zawierającego je. Wszystkie pierwiastki z piątej kolumny, jak fosfor, arsen i antymon, zachowują się w ten sam sposób. Na przykład arsen ma pięć elektronów walencyjnych, a więc o jeden za dużo, aby stworzyć wiązanie atomowe. Dodatkowy elektron jest uwolniony przez drgania cieplne i wędruje w kryształ. Atomy z piątej kolumny nazywane są donorami¹⁾, gdyż dostarczają elektrony nadmiarowe do kryształu.

Jeżeli gęstość donorów n_d jest większa od gęstości elektronów n , lub gęstości dziur n_h , które mogłyby być w czystej próbce, przewodnictwo będzie większe proporcjonalnie do liczby elektronów wprowadzonych przez domieszki chemiczne. Probka, której przewodność wzrasta z powodu istnienia domieszek chemicznych, nosi nazwę niesamoistnej. Przewodność dziurowa w próbce zawierającej arsen jest mniejsza niż byłaby w próbce samoistnej. Jest to następstwo prawa działania mas. Elektrony nadmiarowe wprowadzone przez donory powodują zmniejszenie gęstości dziur. Prosty przykład liczbowy wyjaśnia to zjawisko. Probka samoistna zawiera dwa elektrony i dwie dziury na jednostkę objętości, wobec tego iloczyn koncentracji

$$n_e n_h = 4$$

Jeżeli do kryształu wprowadzimy trzy donory, warunki neutralizacji przestaną obowiązywać. Można je przywrócić przez dodanie trzech elektronów. Doprowadzi to do wartości 10 dla iloczynu $n_e n_h$.

Właściwe warunki równowagi termodynamicznej mogą być określone przez rozwiązanie prawa działania mas dla iloczynu $n_e n_h$, oraz równania równowagi elektrycznej. Przy tych założeniach otrzymuje się odpowiedź: cztery elektrony i jedna dziura, co może być sprawdzane w sposób następujący:

1) Z angielskiego donate - darować (przebieg "donor").

Wartość spełniająca prawo działania mas

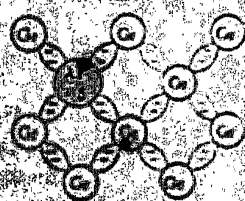
$$n_p \cdot n_n = 4 \cdot 10^{23} \quad (6)$$

oraz warunki równowagi elektrycznej

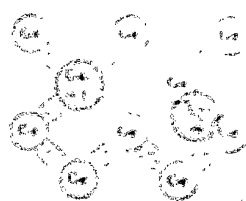
$$n_p = n_n = 4 \cdot 10^{23} \quad n_i \quad (7)$$

Inaczej mówiąc, na podstawie ostatnich równań można stwierdzić, że gęstość ładunków nośników prądu (w tym przypadku ładunków ujemnych) równoważy gęstość ładunków chemicznych — donorów dodatnich.

Kryształ germanu, którego przewodność jest wytworzona przez donory, jest nazywany kryształem typu n, ponieważ nośnikami prądu są przeważnie elektrony nadmiarowe. German posiadający przewodność typu p — z dziurami jako większościowymi nośnikami prądu — może być



Arso



Ga



Rys. 4. Wpływ obecności atomu z pięcią kolumną układu okresowego pierwiastków na budowę kryształową germanu

Rys. 5. Wpływ obecności atomu z trzecią kolumną układu okresowego pierwiastków na budowę kryształową germanu

otrzymany przez dodanie pierwiastków z trzeciej kolumny układu okresowego, takich jak bor, glin, gal lub ind. Wszystkie te pierwiastki mają trzy elektrony walencyjne, a więc o jeden za mało, aby otrzymać kompletne wiązanie kowalencyjne w otoczeniu atomu domieszkowego. Wynikiem niekompletnego wiązania jest dziura. Działając jako pary wyzwalają dziurę, która wędruje w kryształ, oraz nadmiarowy elektron uzupełniający wiązanie wokół atomu galu (rys. 5). At. n. Ga wytwarza ładunek ujemny. Jest on nazywany akceptorem, gdyż przybiera jeden elektron z budowy wiązania walencyjnego.

W przypadku dodawania zarówno donorów, jak i akceptorów powstaje bardzo ważne zjawisko [7]. Można przypuszczać, że przy wprowadzaniu donorów i akceptorów powstają i dziury, i elektrony. Zwiększenie się gęstości elektronów i gęstości dziur wskutek działania donorów i che-

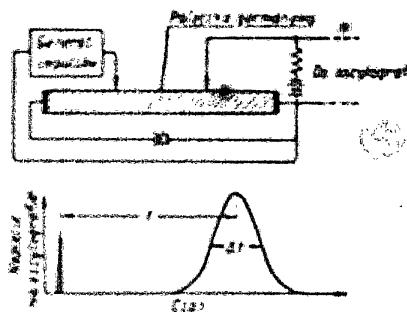
micznych mogłoby przeciwdziałać prawu działania mas. Przypuśćmy, że mamy przypadek, w którym jest pięć donorów i dwa akceptory. W tych okolicznościach chemiczna gęstość ładunków będzie taka sama jak dla trzech donorów, gdyż ładunek dodanych akceptorów równoważy dodane donory. W tych warunkach te same wartości, tj. 4 dla n_+ i 1 dla n_- , powodują warunki równowagi w wyniku oddziaływania prawa działania mas i wytwarzają także równowagę elektryczną

$$n_+ - n_- = 4 - 1 = 3 = 5 - 2 = n_+ - n_- \quad (8)$$

Kompensacja [7] jest to nazwa nadana zjawisku równoważenia jednej chemicznej gęstości ładunku przez drugą. Jest ona bardzo użyteczna w praktyce, gdyż dużo łatwiej jest dodać zanieczyszczenia jednego rodzaju niż usunąć zanieczyszczenia drugiego rodzaju. Poniżej zostanie omówione, jak zjawiska te mogą być wykorzystane przy wytwarzaniu przyrządów półprzewodnikowych.

Obecnie przedyskutujemy klasyczne doświadczenie fizyki tranzystorowej [9], które wykazuje istnienie dziur oraz pozwala zmierzyć pewne ich właściwości [10]. Układ zastosowany przy doświadczeniu pokazano na rys. 6. German typu n jest wycięty w kształcie palczki o wymiarach $0,5 \times 0,5 \times 25$ mm. W paleczce wytwarza się pole rozciągające przez doprowadzenie napięcia z baterii w takim kierunku, że elektrony poruszają się w próbce w lewo, a dziury są unoszone w prawo. Lewy styk ostrzowy odgrywa rolę emitera w tranzystorze. W przypadku doprowadzenia do emitera dodatniego impulsu prądu, do próbki zostaną wprowadzone dziury. Zjawisko to będzie zrozumiałe po zapoznaniu się z mechanizmem złącza $p-n$, co zostanie omówione poniżej.

Wprowadzone do próbki dziury są przenoszone przez pole elektryczne. Po pewnym czasie znajdą się one w sąsiedztwie drugiego styku ostrzowego (kolektora) spolaryzowanego ujemnie, część z nich zaś zostanie przyciągnięta przez elektrodę. Towarzyszyć temu będzie wzrost prądu kolektora i wzrost napięcia na oporniku kolektora. Zmiany tego napięcia można obserwować na oscyloskopie. Impuls góry w odwodzie kolektora nie jest tak ostry jak impuls wstępujący, co jest spowodowane tym, że w germanie zachodzi jednocześnie dyfuzja i drift, co powoduje rozmycie impulsu (rys. 6).



Rys. 6. Układ do obserwowania unoszenia wprowadzonych dziur i pomiaru ich ruchliwości

Doświadczenie to pozwala na obserwację i pomiarów dyfuzji i unoszenia. Pomiar odległości między elektrodami jest prosty do zrealizowania, a czas przejścia dziur między emitorem a kolektorem można zmierzyć za pomocą kalibrowanego oscyloskopu. Wobec tego prędkość unoszenia może być łatwo zmierzona. Jeżeli odległość między ostrzami zostanie podwojona, czas przejścia podwoi się również, ale jeżeli zostanie podwojone natężenie pola rozciągającego, czas przejścia zmniejszy się dwukrotnie.

Z powyższych faktów można wyciągnąć następujące wnioski:

Nośniki w próbce są unoszone ze stałą prędkością, a prędkość unoszenia jest proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego. Jeżeli polaryzacja pola rozciągającego zostanie odwrócona, wprowadzone nośniki będą unoszone w lewo i żaden z nich nie dojdzie do kolektora. Jest to potwierdzeniem słuszności założeń tego doświadczenia.

Jak stwierdzono powyżej, szerokość impulsu w kolektorze jest miarą stałej dyfuzji. Na podstawie analizy zależności szerokości impulsu od czasu przejścia od emitera do kolektora wynika, że dziury rozprzestrzeniają się zgodnie z prawami dyfuzji. W doświadczeniu tym można również zmierzyć stałą dyfuzji D . Optymalne wartości ruchliwości u i stałej dyfuzji D podano w tabl. 2 [10].

Tablica 2

Dane dotyczące ruchliwości u i stałej dyfuzji D

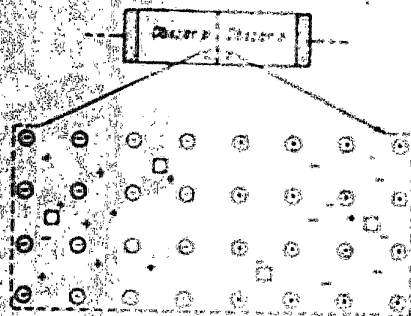
Półprzewodnik	Elektrony		Dziury	
	u [cm^2/Vs]	D [cm^2/s]	u [cm^2/Vs]	D [cm^2/s]
Krzem	1200	30	500	13
German	3200	100	1900	49

Jak widać z tablicy, w każdym przypadku stosunek stałej dyfuzji do ruchliwości wynosi około 1 : 40 i wyraża się w voltach. Innym słowem, $D : u = 25 \text{ mV}$. Jest to związek kT/e wyrażony w jednostkach energii na jednostkę ładunku elektronowego, co zostało omówione powyżej w związku z równaniem (2). Jest faktem, że wartości $D : u$ są związane ze sobą i zależność ta jest znana jako zależność Einsteina. Otrzymany wynik równy 25 mV oznacza, że elektron pokonujący przypadkową energię cieplną może pokonać dół potencjału o wartości 25 mV. Fakt, że otrzymano wartość 25 mV oznacza, że ładunki w kolektorze unoszących i dyfundujących w doświadczeniu Haynesa jest to efekt elektronowy.

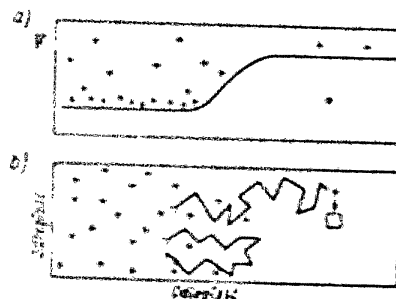
ZŁĄCZE p-n

Omówimy teraz budowę złożoną półprzewodnika, tj. półprzewodnik z przestrzennymi zmianami składu chemicznego. Złącze p-n jest najprostsza budowa złożona — jest ono podstawową częścią warstwowych prostowników germanowych i krzemowych; odgrywa ono również główną rolę w tranzystorach warstwowych [12, 13].

Przez analogię do elektroniki próżniowej wyobraźmy sobie, że mamy idealny kryształ germanu. Do tego kryształu wprowadzamy donory, akceptory i centra rekombinacji. W ten sposób cały kryształ zostaje podzielony na dwa obszary: jeden — typu p; drugi — typu n. Przypadek ten jest przedstawiony na rys. 7; gęstość centrów rekombinacji jest mniejsza od koncentracji donorów i akceptorów.



Rys. 7. Złącze p-n i rozkład nieprawidłowości w nim



Rys. 8. Prąd dziurowy płynący z obszaru typu p do obszaru typu n w złączu p-n. a) rozkład potencjału elektrycznego przy założeniu Boltzmana; b) rozkładu dziur, typowe drogi dyfuzji dziur

Jeżeli będziemy rozpatrywać obszary typu p lub typu n indywidualnie, to stwierdzimy, że każdy obszar jest elektrycznie obojętny, a gęstości dziur i elektronów są równe gęstościom akceptorów i donorów. Rozpatrując oba obszary razem stwierdzimy, że jeżeli nie ma pola elektrycznego, dziury rozprzestrzeniają się wskutek dyfuzji i część z nich przechodzi do obszaru typu n. Podobnie i elektrony dyfundują do obszaru typu p. Z powodu tej dyfuzji w obszarze typu p występuje nadmiar elektronów, a w obszarze typu n — nadmiar dziur, tak że w każdym z obszarów $n_0 n_A$ jest większy, niż to wynika z prawa działania mas. To przejście ładunku powoduje, że obszar typu p zyskuje ładunek ujemny, a obszar typu n — ładunek dodatni.

Nierównoważone ładunki tworzą wewnętrzne pole elektryczne, które powoduje powstanie pola elektrycznego o takim kierunku, że przeciwdziała

dyfuzji nośników przez złącze. W chwili ustalenia się równowagi cieplnej w złączu p-n powstanie pole elektryczne takiej wielkości, że nie będzie występował wypadkowy przepływ prądu przez złącze. W wyniku istnienia tego pola otrzymuje się przebieg potencjału w złączu pokazany na rys. 8.

Z kolei omówimy skok potencjału elektrycznego na złączu p-n. W warunkach równowagi cieplnej w obszarze typu n jest pewna liczba dziur. Jeżeli n_i nie ma wartości nieskończenie wielkiej, to n_i musi być większa od zera, aby zostało spełnione prawo działania mas. Gęstość dziur będzie więc bardzo mała, podczas gdy gęstość elektronów jest duża w porównaniu z gęstością samodzielną odpowiadającą temperaturze występującej w warunkach równowagi cieplnej w kryształach. Wobec tego gęstość dziur w obszarze typu n będzie o wiele mniejsza niż w obszarze typu p.

Zmniejszenie się gęstości w warunkach równowagi cieplnej może wystąpić silniej tylko w przypadku zmniejszenia się wartości wykładnika Boltzmanna. Aby to zmniejszenie otrzymać, energia musi wzrosnąć, a w następstwie dziury muszą mieć większą energię potencjalną w obszarze typu n niż w obszarze typu p. Wzrost energii potencjalnej spowodowany będzie zwiększeniem wyżej omawianego potencjału. Wielkość wzrostu można obliczyć w następujący sposób:

Przyjmuje się, że gęstość dziur w obszarze typu p jest sto razy większa niż w próbce samostnej, a gęstość elektronów w obszarze typu n jest również sto razy większa niż w kryształach samostnych. Natomiast w obszarze typu n gęstość dziur jest sto razy mniejsza niż w próbce samostnej i oczywiście — dziesięć tysięcy razy mniejsza niż w obszarze typu p. Wielkość bariery potencjału złącza p-n w germanie można obliczyć rozwiązując równanie (1)

$$10000 = \exp \frac{U}{1,40} \quad (9)$$

co daje wynik 0,23 V.

Dla odpowiednich gęstości nośników większościowych w krzemowych złączach p-n wielkość bariery potencjału wynosi około 0,4 V. Z tego powodu, jak wynika z równań (3) i (4), gęstość dziur mniejszościowych w obszarze typu n jest mniejsza 10^5 razy od gęstości dziur w germanie, ponieważ energia potrzebna do wytworzenia pary dziura-elektron w krzemie jest większa o 0,4 V.

Zbadajmy teraz właściwości dziur i elektronów w warunkach równowagi cieplnej. Część dziur dyfunduje przez barierę potencjału do obszaru typu n. Dziury te rekombinują z elektronami, wytwarzając prąd

utrzymania warunku równowagi $I_p = I_n$ wartość I_p przy doprowadzonym napięciu U będzie

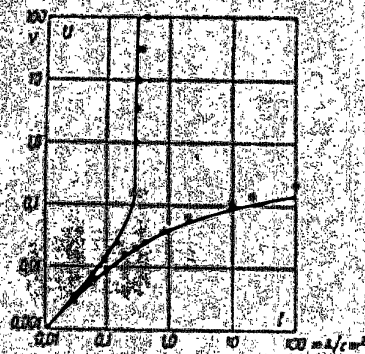
$$I_p = I_s \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (10)$$

Daje to wzrost całkowitego prądu dziurowego z obszaru typu p do obszaru typu n określonego przez różnicę

$$I_p - I_n = I_s \exp\left(\frac{eU}{kT} - 1\right) \quad (11)$$

Prąd ten jest równy zeru wówczas, gdy $U = 0$ i wzrasta wykładniczo do wielkich wartości dla napięć dodatnich oraz maleje do wartości nasycenia dla napięć ujemnych i większych niż kT/e .

Podobne rozważania mogą być przeprowadzone w związku z prądem elektronowym płynącym przez złącze. Napięcie doprowadzone, które obniża barierę potencjału dla dziur, obniża ją również dla elektronów. Duże prądy elektronowe, płynące w tych samych warunkach napięciowych, wytwarzają duże prądy dziurowe. W obu przypadkach duże prądy odpowiadają przepływowi nośników mniejszościowych do pozostałych obszarów, a prądy powstają w wyniku przechodzenia ładunków dodatnich z obszaru p do obszaru n. W jednym przypadku są one przenoszone w postaci dziur poruszających się z obszaru p do obszaru n, w drugim zaś przenoszone są elektrony poruszające się w kierunku odwrotnym. Dla polaryzacji ujemnych



Rys. 10. Charakterystyki prostowania złącza p-n

wzrost potencjału jest większy i dziury wykazują tendencję do pozostania w obszarze p, elektrony zaś — w obszarze n. Prąd nasycenia odpowiadający generacji płynie w obu obszarach.

Gdy całkowity prąd nasycenia jest I_{s0} , wówczas całkowity prąd dla każdego napięcia doprowadzonego jest określony równaniem

$$I = I_{s0} \exp\left(\frac{eU}{kT} - 1\right) \quad (12)$$

Rzecz jasna, że prąd nasycenia jest sumą dwu prądów generowanych. Stwierdzono, że równanie (12) jest słuszne przede wszystkim dla złącza p-n w germanie.

Na rys. 10 podano porównanie krzywych prostowania — zmierzonych i teoretycznych. Zgodność danych teoretycznych z wynikami doświad-

czeń jest dowodem, że nieprawidłowości, które są nośnikami prądu w złączu p-n, mają ładunek elektronu.

Dla dużych polaryzacji dodatnich bariera potencjału między obszarami typu n i p jest prawie zniesiona. W tych warunkach przez barierę płyną prądy o dużych gęstościach nośników mniejszościowych i równowaga tych gęstości może być istotnie zachwiana.

KONTROLA CZYSTOŚCI I WYTWARZANIE BUDOWY ZŁOZONEJ

W elektronice próżniowej najpierw wykonuje się konstrukcję urządzenia, a następnie uzyskuje się próżnię. W elektronice tranzystorowej proces ten jest odwrotny, gdyż punktem wyjściowym jest wytworzenie czystego i doskonałego kryształu. Otrzymuje się próbki germanu o gęstości zanieczyszczeń 10^{10} razy mniejszej niż gęstość atomów germanu. Gęstość zanieczyszczeń w germanie jest rzędu 10^{12} cm^{-3} , co odpowiada gęstości cząsteczek w próżni o ciśnieniu 10^{-4} Tr .

Najlepszym odpowiednikiem pompy próżniowej w półprzewodnikach jest metoda wytopu strefowego germanu [14, 15, 16].

Materiałem wyjściowym jest chemicznie czysty german, który z elektrycznego punktu widzenia jest bardzo zanieczyszczony domieszkami typu n i p, na przykład o gęstości rzędu 10^{14} cm^{-3} . Paleczkę germanową wkłada się do tygla i przesuwają przez cewkę grzejną, która powoduje topnienie germanu na małej jego długości. W czasie przesuwania germanu przesuwają się również wzdłuż paleczki strefa stopiona. Tak się składa, że z małymi wyjątkami prawie wszystkie donory i akceptory są bardziej rozpuszczalne w fazie ciekłej niż w fazie stałej germanu. Wobec tego atomy domieszkowe dążą do pozostania w strefie stopionej i materiał zostający się po przesunięciu strefy stopionej jest bardziej czysty niż przed stopieniem.

Czystość germanu zwiększa się 2-10-krotnie po 1-krotnym wytopie. Po kilkakrotnym wytopie czystość wzrasta w sposób geometryczny, tak że po pewnej liczbie wytopów otrzymujemy 1 atom zanieczyszczenia na 10^{10} atomów germanu.

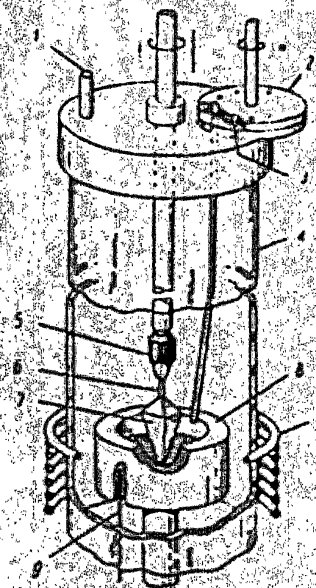
Aby otrzymać idealne właściwości elektryczne, należy nie tylko zmniejszyć gęstość zanieczyszczeń, ale również zmniejszyć gęstość dyslokacji atomów germanu lub krzemu.

Próbka germanu otrzymana z wytopu strefowego jest półkryształem. Oznacza to, że w różnych częściach próbki pewne obszary atomów posiadają różną orientację. Na granicach obszaru o różnych orientacjach

powstają zniekształcenia sieci, które działają tak jak zanieczyszczenia chemiczne i centra rekombinacji.

Odpowiedni sposób przeprowadzenia wytopu strefowego pozwala na otrzymanie monokryształu. Najdogodniej jest jednak przeprowadzić wytop strefowy w celu oczyszczenia germanu, a następnie monokryształizację w specjalnym urządzeniu [17].

Na rys. 11 przedstawiono tygiel grafitowy nagrzewany za pomocą cewki indukcyjnej. Krystalizacja jest zapoczątkowana przez zanurzenie do roztopionego germanu małego monokryształu — zarodka — wyciętego z uprzednio otrzymanego monokryształu lub z odpowiedniej części polikryształu. Wzrost monokryształu otrzymuje się przez powolne wyciąganie zarodka ku górze. Na zarodku, który jest zimniejszy od stopionego metalu, występuje zestalanie się germanu.



Rys. 11. Schemat urządzenia do wyciągania monokryształu

1 — wlot wodoru; 2 — mechanizm do wprowadzania kulek; 3 — kulka; 4 — rura kwarcowa; 5 — uchwyt; 6 — zarodek; 7 — monokryształ; 8 — tygiel; 9 — termoelement; 10 — cewka grzejna

Należy zaznaczyć, że monokryształ nie jest dokładnie okrągły w przekroju, lecz wykazuje tendencję do przybierania przekroju kwadratowego. Dzieje się tak dlatego, że struktura diamentu, w której krystalizuje się german, jest budową sześcienną i atomy leżą w płaszczyznach równoległych do krawędzi sześciangu.

W zestalającym się germanie atomy układają się według orientacji uwarunkowanej orientacją zarodka. Przez odpowiednie regulowanie nagrzewania i szybkości wyciągania można otrzymać duży kryształ germanu o orientacji określonej przez zarodek. Stosuje się również obrót zarodka w trakcie wyciągania, aby uniezależnić się od ewentualnych wpływów nierównomiernego nagrzewania. W wyniku tego otrzymuje się monokryształ o kształcie bardziej symetrycznym.

W urządzeniu pokazanym na rys. 11 można w ciągu 20-30 min otrzymać monokryształ o średnicy 25 mm i długości 100 mm. Monokryształ taki jest pokazany na rys. 12.

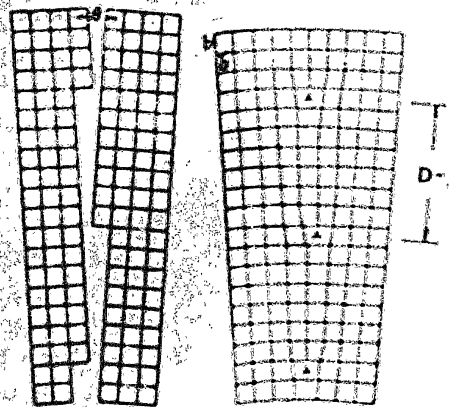
Otrzymywanie monokryształów ma zastosowanie nie tylko w elektronice półprzewodnikowej, lecz także przy naukowym poznawaniu nieprawidłowości w kryształach.

Przeprowadźmy teraz pewne badania granic w germanie. Badań tych nie można było przeprowadzić w materiale niemonokrystalicznym.

Jako jeden z przykładów rozpatrzmy tzw. granicę ziarn o małym kącie (small-angle grain boundary), która istnieje wówczas, gdy próbka germanu składa się z dwu obszarów o płaszczyznach atomowych skierowanych względem siebie pod małym kątem (rys. 13).



Rys. 12. Monokryształ germanu wyciągnięty w urządzeniu pokazanym na rys. 11



Rys. 13. Dwa kryształy o skróconych płaszczyznach krystalizacji — połączenie ich daje granicę ziarn o małym kącie

Na rys. 13a pokazano względną orientację obu kryształów. Gdy oba kryształy zbliżą się do siebie, będą się starały połączyć ze sobą jak najmocniej, w wyniku czego powstanie budowa uwidoczona na rys. 13b [18, 19, 20].

Jak widać, pewna liczba płaszczyzn atomowych musi się skończyć w miejscach oznaczonych odwróconą literą T. W tych miejscach atom na dole płaszczyzny nie będzie miał atomu sąsiadnego pod sobą, wskutek czego wiązanie będzie niekompletne. W kryształach trójwymiarowych atomy te będą tworzyły linie prostą.

Niekompletne wiązania działają jak centra rekombinacji tego samego rodzaju co akceptory. W wyniku tego granice kryształów w germanie wytwarzają różne rodzaje zanieczyszczeń elektrycznych, które w większości zastosowań są niepożądane.

W terminologii stosowanej przy omawianiu kryształów szereg atomów na krawędziach granic jest nazywany...

zwane dyslokacjami. Dyslokacje są przedmiotem studiów w fizyce kryształów od wielu lat, ale dopiero w ostatnich pięciu latach były możliwe do przeprowadzenia doświadczenia, które dały dostateczne wyjaśnienie tego zagadnienia. Na przykład na granicy ziarn posiadających bardzo mały kąt można „zobaczyć” indywidualne dyslokacje. Jeżeli kąt między dwoma kryształami jest bardzo mały, to — rzecz jasna — że odległości D (rys. 13b) będą duże. W pewnych przypadkach zaobserwowano kąty mniejsze niż $0,01^\circ$, co w wyniku dawało odległość między dyslokacjami wynoszącą 10^{-4} cm. Odległość ta jest tak duża, że łatwo ją można zobaczyć przez mikroskop optyczny. Same dyslokacje mają wymiary atomowe i są za małe, aby mogły być obserwowane.

Pojedyncze dyslokacje mogą być uwidocznione przez chemiczne trawienie powierzchni kryształu germanu [21, 22]. W sąsiedztwie dyslokacji



Rys. 14. Linia wytrawionych dziurek odpowiadających dyslokacjom wzdłuż granicy ziarn o małym kącie

plaszczyny atomów są trochę ściśnięte, tak że wiązania atomowe w pewnych przypadkach są przerwane, a w innych ściśnięte. Dodatkowa energia w okolicy dyslokacji powoduje mniejszą odporność germanu na trawienie chemiczne. Energia ta jest sumą energii odkształcenia plastycznego, zgromadzonego w sąsiedztwie dyslokacji, energii przerwanego wiązania na krawędzi samej dyslokacji.

W wyniku tych zjawisk na dokładnie wypolerowanej powierzchni germanu, wyciętej prostopadle do granic ziarna i wytrawionej właściwym od-

czynnikami, istnieje tendencja do tworzenia się w miejscu dyslokacji wgłębień, które mogą być oglądane przez mikroskop optyczny. Na rys. 14 pokazano przykład takiej granicy kryształów, gdzie wgłębienia pochodzące od trawienia znajdują się w odległości około 10^{-4} cm [21]. Jeżeli patrzy się na inne części kryształu, widać kilka dodatkowych wgłębień na gładkiej powierzchni, będących skutkiem trawienia. Istnieją jednak duże obszary bez wgłębień. Oznacza to, że kryształ jest idealny z wyjątkiem możliwości zanieczyszczeń chemicznych, przypadkowych atomów germanu, które znajdują się w pozycjach międzywęzłowych, lub przypadkowych miejsc, z których atomy są usunięte.

W monokryształe pokazanym na rys. 16 na 10^{12} atomów jeden posiada nieprawidłowości w wiązaniach ze względu na dyslokacje lub zanieczyszczenia.

Rozważymy teraz, w jaki sposób dodanie domieszek chemicznych może być wykorzystane do otrzymania złącza p-n.

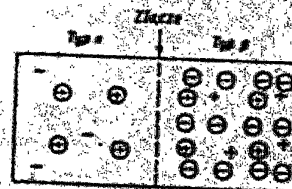
Złącze p-n można wykonać przez wyciąganie monokryształu w urządzeniu pokazanym na rys. 11 używając stopu zawierającego na przykład arsen, wskutek czego powstaje monokryształ typu n. W czasie wyciągania monokryształu do stopu dodaje się pewne dawki domieszek z trzeciej kolumny układu okresowego, na przykład ind [23]. Dodana ilość indu jest dużo większa niż ilość arsenu i materiał, który następnie została się, zawiera więcej akceptorów niż donorów. Jako następstwo zasady kompensacji kryształ, który tworzy się po dodaniu indu, jest typu p.

W ten sposób otrzymany kryształ posiada złącze p-n. Złącze to nie tworzy się między prostym materiałem typu n i p, jak było omawiane poprzednio, lecz posiada w obszarze typu p zarówno donory, jak i akceptory (rys. 15). Metodę tę stosuje się przy wykonywaniu diod złączowych i fotodiod czułych na światło oraz tranzystorów złączowych.

Inne metody stosuje się przy wykonywaniu struktur złożonych. W każdej z nich punktem wyjścia jest monokryształ germanu. Następnie dodaje się zanieczyszczenia bez podnoszenia temperatury do punktu topnienia. Jedną z tych metod jest znana jako stapianie i stosuje się ją przy wykonywaniu tranzystorów warstwowych. Postępowanie w tym przypadku jest następujące:

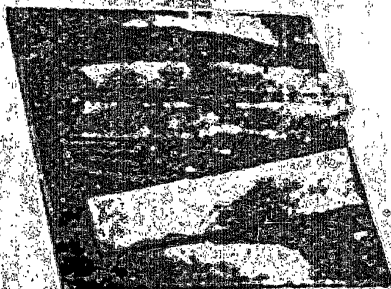
Na powierzchni płytki germanowej typu n umieszcza się małą kulkę indu [24, 25, 26]. Zestaw ten ogrzewa się do temperatury wyższej niż temperatura topnienia, wskutek czego część germanu rozpuszcza się w indzie. Po obniżeniu temperatury rozpuszczony german zostaje się i zatrzymuje atomy indu, tak że german w stanie stałym jest typu p. W wyniku tego german nierozpuszczony tworzy złącze p-n z germanem zrekrystalizowanym. Kulki indu mogą być użyte jako doprowadzenia elektrod do germanu typu p.

Kompensacja może być także wykonana bez rozpuszczania i rekrytalizacji germanu przez zastosowanie wyższych temperatur. Jeżeli donory lub akceptory stykają się z powierzchnią germanu, to w wyższej temperaturze mogą one przeniknąć do kryształu wskutek dyfuzji. Atomy domieszkowe dyfundując poruszają się ruchem Browna i wnika do wnętrza kryształu. Stwierdzono, że jeżeli kryształ germanu lub krzemu znajduje się w parach donorów lub akceptorów w dostatecznie wy-



Rys. 11. Złącze p-n wytworzone przez wyciąganie monokryształu i kompensację

sokiej temperaturze przez wystarczający okres czasu, donory i akceptory dyfundują do wnętrza kryształu zgodnie z prawem dyfuzji. Jeżeli german nie jest zbyt zanieczyszczony przed dyfuzją, materiał typu n może być zamieniony na materiał typu p lub odwrotnie — przez wprowadzenie odpowiedniej atmosfery zanieczyszczającej.



Rys. 16. Monokryształ krzemu po-
cięty na płytki przed dyfuzją

Na rys. 16 pokazano pierwszy etap wykonywania złącza p-n w krzemie metodą dyfuzji [27, 28]. Na rysunku tym przedstawiono walek krzemu typu n umocowany na płytce szklanej i pocięty na płytki za pomocą tarczy diamentowej.

Na rys. 17 pokazano jedną z tych płytek zatopioną w rurce kwarcowej z niewielką ilością chlorku borowego BCl_3 . Rurkę kwarcową nagrzewa się do temperatury około 1000°C przez 10 min. Część chlorku borowego roz-



Rys. 17. Płytkę krzemową zatopioną
w rurce kwarcowej przygotowaną do
przeprowadzenia dyfuzji



Rys. 18. Metoda wytwarzania połączeń
do dyfuzyjnego i kłosa B. krysztalowego.
1 — cienka warstwa krzemu typu p na
powierzchni 2 — kłosa typu n

klada się i na powierzchni krzemu tworzy się czysty bor, który dyfunduje do wnętrza wytwarzając cienką warstwę typu p. Złącze p-n tworzy się tuż ponad powierzchnią krzemu całkowicie pokrywając płytkę krzemową.

Na rys. 18 pokazano metodę wykonywania połączenia elektrycznego do złącza p-n. Warstwa p jest narwana z jednej strony płytki i przewód łączący przylutowuje się z tej samej strony płytki.

Złącza dyfuzyjne na krzemie są bardzo czułe fotoelektrycznie i są stosowane w bateriach słonecznych. Posiadają one również wybitne właściwości jako prostowniki.

DYFUZYJNE ZŁĄCZA KRZEMOWE

Dyfuzyjne złącza krzemowe tworzą się niezmiernie blisko powierzchni i dlatego są bardzo skuteczne w przypadku zastosowania ich do przemiany energii świetlnej na energię elektryczną [29, 30]. Stosuje się je również dlatego, że bariera potencjału w warunkach równowagi cieplnej jest wyższa niż w germanie.

Rozważmy najpierw wpływ grubości złącza, a właściwie warstwy p na powierzchni. Większość światła padającego na powierzchnię i posiadającego dostateczną energię do wytworzenia pary dziura-elektron jest absorbowana w odległości mniejszej niż 10^{-3} cm od powierzchni i wobec tego najwięcej par tworzy się w odległości około 10^{-4} cm. Odległość ta jest tak mała, że nośniki mniejszościowe mają duże prawdopodobieństwo osiągnięcia złącza p-n przed rekombinacją w centrum rekombinacji z nośnikami większościowymi.

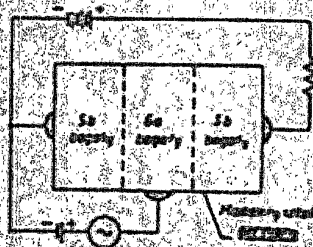
Doświadczalnie stwierdzono, że światło słoneczne daje napięcie w kierunku przewodzenia wynoszące około 0,5 V. Jeżeli złącze jest zwarte przez amperomierz na krótko, światło słoneczne daje prąd wynoszący około 80 mA/cm². Jeżeli złącze takie jest dopasowane do obciążenia optymalnego, otrzymuje się napięcie około 0,3 V i moc wyjściową około 10 mW/cm². Wobec tego 1 m² złącza krzemowego wystawiony na pełne działanie promieni słonecznych daje moc wyjściową około 100 W. Całkowita ilość energii słonecznej padająca na 1 m² wynosi około 1 kW, tak że złącze dyfuzyjne krzemowe zamienia energię słoneczną na energię elektryczną ze sprawnością wynoszącą 10%. Na złączach doświadczalnych uzyskiwano sprawność wynoszącą 12%.

Mała grubość dyfuzyjnego złącza krzemowego oraz duża szerokość pasma zabronionego umożliwia zastosowanie go jako prostownika dużych mocy. Na przykład dwa krążki krzemowe o średnicy około 12 mm połączone szeregowo zastosowane jako prostownik jednofazowy pozwalają uzyskać 300 W mocy wyprostowanej z sieci o napięciu 220 V. Moc strata z powodu prądu wstecznego nie wzrasta przy pracy w temperaturze dochodzącej do 200 °C.

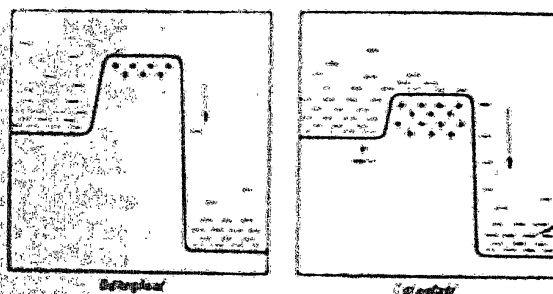
TRANZYSTORY WARSTWOWE [12, 11, 32]

Pod względem właściwości wzmacniających tranzystory warstwowe wykazuje duże podobieństwo do lampy próżniowej. Na rys. 10 pokazano tranzystor warstwowy n-p-n w układzie wzmacniającym. Do trzech warstw są wykonane styki nie prostujące. Właściwości pracy obzary

typu n z prawej strony jest nazywany kolektorem. Jest spolaryzowany dodatnio w celu przyciągania elektronów. W wyniku tego między kolektorem a obszarem środkowym — bazą — istnieje polaryzacja wsteczna. Prąd płynący przez złącze spolaryzowane ujemnie może być kontrolowany przez sygnał wejściowy doprowadzony między bazą a obszar typu n z lewej strony, zwany emiterem. Polaryzacją złącza emitera kontroluje się przepływ elektronów do obszaru bazy. W rezultacie emiter działa w sposób przypominający działanie obszaru między katodą a siatką w lampie próżniowej. Elektrony, które wchodzi do obszaru bazy, mogą z dużym prawdopodobieństwem dyfundować do kolektora i wobec tego



Rys. 19. Budowa tranzystora warstwowego i polaryzacja dla pracy w układzie wzmacniającym



Rys. 20. Energia potencjalna elektronu w tranzystorze warstwowym n-p-n dla dwóch wartości polaryzacji złącza emitera

przepływ elektronów z emitera do kolektora może być regulowany przez zmianę napięcia na złączu emiter-baza. Działanie jego jest podobne do działania siatki w triodzie próżniowej.

Tranzystory warstwowe mogą być wykonywane różnymi metodami. Jedną z nich polega na wykonywaniu budowy złożonej w urządzeniu do wyciągania monokryształu w sposób zbliżony do stosowanego przy złączu p-n. W czasie wyciągania monokryształu do roztworu zawierającego antymon wprowadza się kulkę indu, a po kilku sekundach — kulkę antymonu. Część monokryształu wyciągnięta między wrzuceniem obydwóch kulek jest bogata w ind, w wyniku czego tworzy się monokryształ typu p. Druga kulka kompensuje wpływ dodanego indu i w rezultacie otrzymuje się monokryształ typu n. Z kryształu tego wycina się małe pręciki i wykonuje połączenia do elektrod.

Inna metoda jest metodą stopową. Po obydwóch stronach cienkiej płytki typu p umieszczone są kulki metalu zawierającego donory. Cały zestaw jest nagrzewany do takiej temperatury, że metal domieszkowy topi się i rozpuszcza małe ilości germanu. Następnie po ochłodzeniu ger-

man zestala się w metalu domieszkowym i wchodzi do budowy krystalicznej materiału bazy. Metoda ta jest stosowana przy produkcji większości tranzystorów.

Przebieg energii potencjalnej elektronu w pracującym tranzystorze pokazano na rys. 20. Na wykresie tym uwidoczniono zmiany energii potencjalnej elektronu na drodze od emitera do kolektora w tranzystorze spolaryzowanym jak na rys. 19. Polaryzacja ujemna na złączu kolektora wytwarza duży spadek napięcia. Zmiana polaryzacji złącza emitera powoduje zmianę wysokości bariery potencjału i wobec tego zmianę dyfuzyjnego prądu elektronów płynącego do bazy. Warstwa bazy jest bardzo cienka i zawiera mało centrów rekombinacji, wskutek czego istnienie dużo większe prawdopodobieństwo dyfuzji elektronu przez bazę i dojścia do złącza kolektora niż rekombinacji ich w bazie. W dobrze wykonanym tranzystorze warstwowym prąd dyfuzyjny elektronów przechodzących przez bazę do kolektora może być sto razy większy od prądu rekombinacji, tzn. że prąd wejściowy płynący do bazy przez doprowadzenie bazy może kontrolować sto razy większy prąd wyjściowy płynący do kolektora. Sytuacja ta nie jest wprowadzie tak korzystna jak w triodzie próżniowej, gdzie prąd siatkowy jest dużo mniejszy od prądu anodowego, niemniej jednak tranzystor warstwowy pracuje z dużą sprawnością.

Ze względu na napięcia zasilające tranzystor przewyższa każdą lampę próżniową, gdyż punkt pracy tranzystora może być wybrany przy napięciu w granicach 50–100 mV. Takie napięcie tworzy barierę potencjału na złączu kolektora kilkakrotnie wyższą od napięcia cieplnego ($\frac{kT}{e} = 25 \text{ mV}$). W wyniku tego każdy elektron docierający do złącza kolektora przejdzie w dół bariery i nie ma szans powrotu.

Tranzystor warstwowy posiada prawie idealne charakterystyki pentodowe w zakresie nasycenia kolektora. W pewnych tranzystorach zmiany prądu przy zmianach napięcia na kolektorze w granicach od 100 mV do 10 V można pominąć.

Tranzystor warstwowy pokazany na rys. 19 i 20 jest jednym z często stosowanych typów tranzystorów. Tranzystory typu p-n-i-p oraz n-p-i-n są tranzystorami o małej pojemności między kolektorem a bazą, tzn. tetroda warstwowa jest specjalną odmianą tranzystora, w której przepływ prądu odbywa się tylko w małym obszarze bazy. Tranzystory tych typów są używane w obwodach drgań o częstotliwościach dochodzących do 1000 MHz.

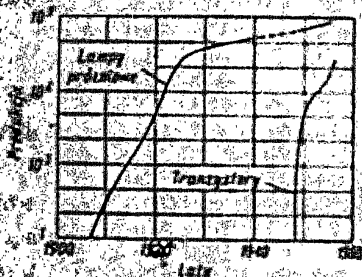
Tranzystory warstwowe mogą pracować w bardzo dużym zakresie mocy, który rozpoczyna się już od 1 mW, co jest związane z możliwością

pracy przy bardzo niskich napięciach. Ten sam tranzystor może również pracować przy napięciu 10 V i prądzie 10 mA, co daje 100000-krotny wzrost mocy. Tak szerokie granice mocy umożliwiają stosowanie znacznie mniejszej liczby typów tranzystorów niż lamp próżniowych.

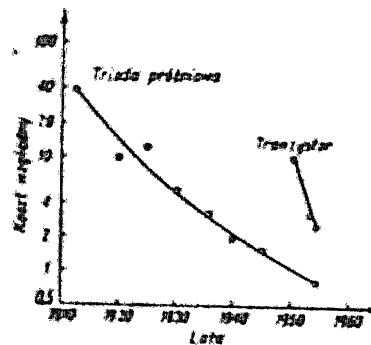
ZASTOSOWANIA

W Stanach Zjednoczonych Am. Płn. tranzystory mają głównie dwa zastosowania: w aparatach dla słabo słyszających i w przenośnych aparatach radiowych. Istnieje tam przeszło milion aparatów dla słabo słyszających, z czego około 1/3 pracuje przy zastosowaniu tranzystorów.

Produkcja tranzystorów odbywa się głównie przy zastosowaniu metody stopowej, a następnie metody wyciągania i podwójnego wprowadza-



Rys. 21. Roczna produkcja tranzystorów i lamp próżniowych



Rys. 22. Ceny triody próżniowej i tranzystora w zależności od czasu

nia domieszek. Tranzystory mają przewagę nad lampami próżniowymi, gdyż nie wymagają prądu zarzenia, a stosowane napięcie kolektora jest niższe niż w lampach elektronowych. Obliczono, że w Stanach Zjednoczonych oszczędza się na zużyciu baterii i trwałości tranzystorów w aparatach dla słabo słyszających około 50 mln dolarów rocznie.

Ostatnio opracowano dwa typy odbiorników przenośnych, w których zastosowano tranzystory. Pierwszy z nich jest najmniejszym odbiornikiem produkowanym na skalę przemysłową. Ma on 4 tranzystory zasilane z 22,5-woltowej baterii, która pracuje około 30 godz. Drugi model posiada dużo większy głośnik i konkuruje w barwie tonu z odbiornikami lampowymi. Jego 4 baterie 1,5-woltowe pracują 300 godz.

Na rys. 21 i 22 zilustrowano światowy rozwój produkcji lamp próżniowych i tranzystorów. Produkcja tranzystorów wynosi kilka milionów

sztuk rocznie, co odpowiada produkcji lamp w 1920 roku. Przewiduje się również, że koszt produkcji tranzystora zrówna się z kosztem produkcji lampy w 1957 roku. W związku z tym nastąpi prawdopodobnie dalszy szybki wzrost produkcji tranzystorów.

Przetłumaczył
Andrzej Kobus

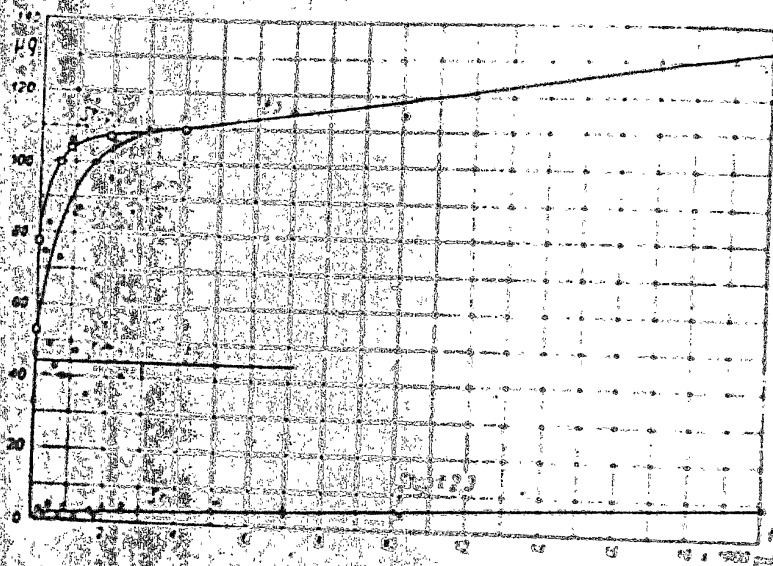
WYKAZ LITERATURY

1. Shockley W. Elektron and Holes in Semiconductors. New York 1950.
2. Lark-Horowitz K. The New Electronics. Washington 1954.
3. Herold E. W. — *Journal of the Franklin Institute* 1953 s. 37.
4. Spenke E. Elektronische Halbleiter. Berlin 1955.
5. Proceedings of the International Conference on Semiconductors — *Physica* 1954 s. 801.
6. Transistor Issue. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1283.
7. Scaff J. H., Theurer H. C., Schumacher E. E. — *Trans. Instn. Min. Engrs.* 1949 s. 383.
8. Bardeen J., Brattain W. H. — *Phys. Rev.* 1948 s. 230.
9. Haynes J. R., Shockley W. — *Phys. Rev.* 1949 s. 691.
10. Prince M. B. — *Phys. Rev.* 1953 s. 861, 1954 s. 1204.
11. Transistor Teachers' Summer School. — *Phys. Rev.* 1952 s. 1368.
12. Shockley W. — *Bell Syst. Techn. J.* 1949 s. 435.
13. Goucher F. S., Pearson G. L., Sparks M., Teal G. K., Shockley W. — *Phys. Rev.* 1951 s. 637.
14. Pfann W. G. — *Trans. Instn. Min. Engrs.* 1952 s. 747.
15. Pfann W. G., Olsen K. M. — *Phys. Rev.* 1953 s. 322.
16. Pfann W. G., Olsen K. M. — *Bell Lab. Rec.* 1953 s. 201.
17. Teal G. K., Little J. B. — *Phys. Rev.* 1950 s. 647.
18. Burgers J. M. — *Proc. Phys. Soc.* 1940 s. 23.
19. Burgers J. M. — *Proceedings Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen* 1939 s. 293.
20. Bragg W. L. — *Proc. Phys. Soc.* 1940 s. 54.
21. Vogel F. L., Pfann W. G., Coffey H. G., Thomas E. E. — *Phys. Rev.* 1953 s. 489.
22. Shockley W., Read W. T. — *Phys. Rev.* 1949 s. 692.
23. Teal G. K., Sparks M., Huchler E. — *Phys. Rev.* 1951 s. 637.
24. Hall R. N., Dunlap W. C. — *Phys. Rev.* 1950 s. 457.
25. Hall R. N. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1512.
26. Saby J. S. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1338.
27. Fuller C. S., Ditzgenberger J. A. — *J. Appl. Phys.* 1954 s. 1432.
28. Pearson G. L., Fuller C. S. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1954 s. 760.
29. Chapin D. M., Fuller C. S., Pearson G. L. — *J. Appl. Phys.* 1954 s. 676.
30. Chapin D. M., Fuller C. S., Pearson G. L. — *Bell Lab. Rec.* 1953 s. 241.
31. Shockley W., Sparks M., Teal G. K. — *Phys. Rev.* 1951 s. 151.
32. Piechowski W. J., Wallace H. L. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1951 s. 733.

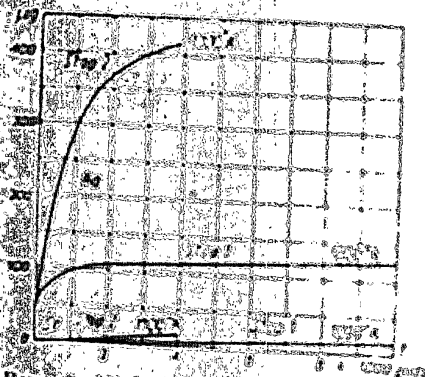
WYKAZ SKRÓTÓW CZASOPISM ZAGRANICZNYCH

- Ann. Radioélectr. — Annales de radioélectricité
 Arch. elektr. Übertragung — Archiv der elektrischen Übertragung
 Arch. techn. Messen — Archiv für technisches Messen
 Bell Lab. Rec. — Bell Laboratories Record
 Bell Syst. techn. J. — Bell System Technical Journal
 Brit. J. appl. Phys. — British Journal of Applied Physics
 Cathode Press — Cathode Press
 Electr. Commun. — Electrical Communication
 Electr. Engng. — Electrical Engineering
 Electron — Electron
 Electronic Appl. Bull. — Electronic Applied Bulletin
 Electronics — Electronics
 Elektronik — Elektronik
 Electronique — Electronique
 Electron. Engng. — Electronic Engineering
 Electron. Forum — The Electronics Forum
 Electron. Ind. — Electronic Industries
 Elektron. Messen — Elektronisches Messen
 Elektron. Rundsch. — Elektronische Rundschau
 Ericsson Rev. — Ericsson Review
 Feinwerktechnik — Feinwerktechnik
 Fernmelde-Ing. — Fernmelde-Ingenieur
 Fernmeldetechn. Z. — Fernmeldetechnische Zeitschrift
 Frequenz — Frequenz
 Funk u. Ton — Funk und Ton — Elektronische Rundschau
 Glasstechn. Ber. — Glasstechnische Berichte
 J. amer. ceram. Soc. — The Journal of the American Ceramic Society
 J. appl. Phys. — Journal of Applied Physics
 J. brit. Instn. Radio Engrs. — The Journal of the British Institution of Radio Engineers
 J. electrochem. Soc. — Journal of the Electrochemical Society
 J. amer. ceram. Soc. — The Journal of the American Ceramic Society
 J. electron — Journal of Electronics
 J. Inst. Metals — Journal of the Institute of Metals and Metallurgical Abstracts
 J. sci. Instrum. — Journal of Scientific Instruments
 J. Soc. Glass Technol. — Journal of the Society of Glass Technology
 Nachrichtentechnik — Nachrichtentechnik
 Nachrichtentechn. Z. — Nachrichtentechnische Zeitschrift
 Nucleonics — Nucleonics
 Onde électr. — Onde électrique
 Philips Res. Rep. — Philips Research Reports
 Philips techn. Rev. — Philips Technical Review
 Phys. Rev. — Physical Review
 Powder Metall. Bull. — Powder Metallurgy Bulletin
 Proc. Instn. Electr. Engrs. — Proceedings of the Institution of Electrical Engineers
 Proc. Inst. Radio Engrs. — Proceedings of the Institute of Radio Engineers
 Radio-Electronics — Radio-Electronics
 Radio u. Fernsehen — Radio and Fernsehen
 RCA Rev. — RCA Review
 Rev. sci. Instrum. — Review of Scientific Instruments
 Shtaprovody Obs. — Shtaprovody Obzor
 Stalok. i Kieram. — Stalok. i Kieram.
 Sylvania Technol. — Sylvania Technology
 Tel. Tech. — Telephony
 Tel. Tech. — Telephony
 Trans. amer. Inst. electr. Engrs. — Transactions of the American Institute of Electrical Engineers
 Trans. Inst. Radio Engrs. — Transactions of the Institute of Radio Engineers
 Vacuum — Vacuum
 Vacuum Techn. — Vacuum Technology
 Vide — Le vide
 Wireless Engr. — Wireless Engineer
 Wireless Wld. — Wireless World
 Z. angew. Physik — Zeitschrift für angewandte Physik
 Z. Lechn. Fiz. — Zhurnal tekhnicheskoy fiziki

matériau parajacym jest przede wszystkim bar i tlenek barowy, przy czym 2% całkowitej ilości baru wyparuje w postaci tlenku. Parowanie tlenku barowego następuje przede wszystkim podczas przemiany wę-



Rys. 1. Wpływ promienia nikiel katodowego na parowanie baru i strontu w zależności od czasu pracy lampy



Rys. 2. Wpływ temperatury na ilość parującego baru i strontu z katody tlenkowej w czasie pracy lampy

glanów, gdy temperatura katody wynosi ok. 1300 °K. Oprócz baru paruje również w niewielkiej ilości stront (5%) oraz tlenek strontowy (0.01%). Przy stosowaniu stopów nikiel oznaczonych Nr 1 i 2 można wyróżnić w czasie pracy dwa okresy. W ciągu pierwszego okresu wywołującego

na 1000 godz.
na 1000
na 1000
parowanie baru
temperatura w maku
produkcja metali-

... 2000 sztuk ...
... 2000 sztuk ...
... 2000 sztuk ...

całkowicie przetransformowane w produkt powstanie baru, po-
leżący w temperaturze 80°K spowodowanego przez wywołanie baru

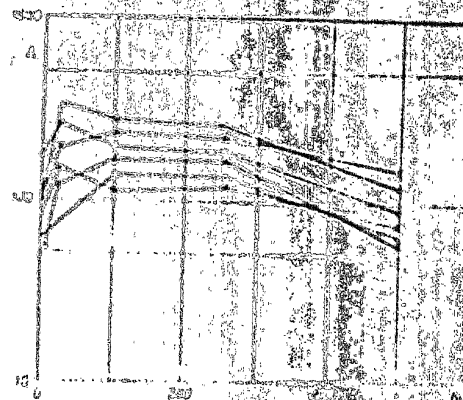
W celu sprawdzenia przyczyn spadku prądu autorów zauważono, że w czasie pracy z klatką wartość napięcia. Okazało się, że moc wypływu prądu z klatki materiałowej spada, gdy anody mają znaczny wpływ na prąd. Wynik z klatki. Stwierdzono, że wpływ na prąd wypływu prądu z klatki na prądowo klatki może być znaczny i może być przyczyną spadku wartości w czasie pracy klatki. Niestety, nie jest możliwe stwierdzenie tego.

Opracował: A. T.

Zależność emisji elektronowej w lampie od zanieczyszczeń niklu anodowego. LEVAT E. The Effect of Impurity Migrations on Thermionic Emission from Oxide Cathodes — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1953 Vol. 41 s. 345.

Ogólna ocena: Niezmiennie, że Górniki redukując w niklu katodowym w sposób odpowiedni, poziom emisji Górnikowej. Wiadomo jest, że Górniki jest niebezpieczny dla zdrowia w przypadku bardzo czystego metalu, przy zastosowaniu niklu, czynności.

anodowym, na porzeczni mają katody spłaszczone



Mrs. J. E. Brown, 1000 1st St.
Stamford, Conn. & Mr. Wm.
J. Brown, 1000 1st St.
Wilmington, N. C.

U.S. G.M.V. Co., Inc.
Rt. 1, Box 11, P.O. Box 11,
New York City, N.Y.

38

TABLICA 1

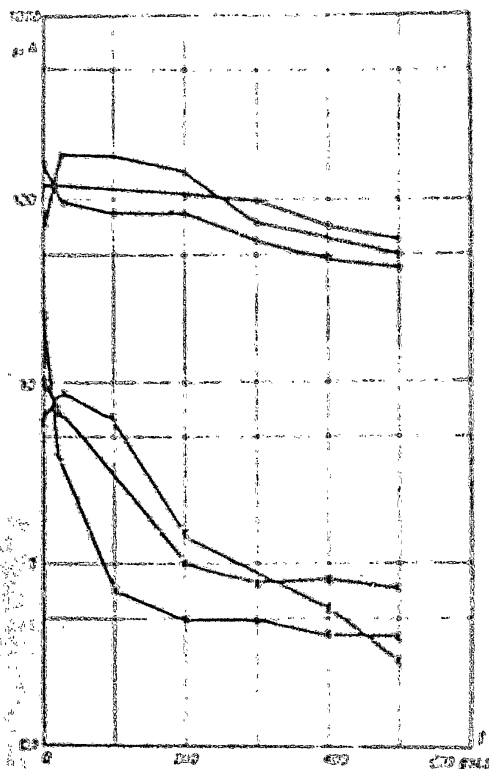


Fig. 1. Zależność gęstości prądu katodowego j_k od czasu pracy t dla dwóch rodzajów katodowych w zależności od czasu pracy lampy. Warunki na katodę: $U_k = 6,3$ V, $I_k = 100$ V, $R_k = 1000$ Ω , $P_k = 125$ W. A - katoda bierna, O - katoda czynna.

Tablica 1

Procentowa zawartość domieszek w niklu stosowanym na katody, diod

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Bierny	0,009	0,016	0,024	0,005	0,017	0,008
Czynny	0,024	0,090	0,093	0,026	0,023	0,035

Tablica 2

Procentowa zawartość domieszek w niklu katodowym określona na podstawie analizy dokonanej po upływie 500 godzin pracy katod

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Bierny	0,04	0,08	0,02	0,01	0,02	0,01
Czynny	0,04	0,12	0,08	0,03	0,02	0,04

38

Przedmiotem badań były diody standardowej, opracowanej przez American Society for Testing Materials. Katody (pewnej grupy tych malnet) zawierały domieszki wynoszące: 0,20% węgla, 0,25% miedzi, 0,30% żelaza, 0,07% manganu, 0,006% siarki, 0,20% krzemu i 0,04% magnezu. Drugą grupę diod stanowiły lampy, w których zarówno katody, jak i anody były wykonane z niklu biernego. Skład chemiczny tego stopu był następujący: 0,1% C, 0,04% Cu, 0,05% Fe, 0,02% Mn, 0,005% S, 0,01% Si i ślady Mg. Lampy omiary wykonane w warunkach niedożarzenia katody (temperatura katody wynosiła ok. 335 °C) oraz przy napięciu anodowym wynoszącym 4 V, co jest wartością niższą od potencjału krytycznego dysocjacji rozmaitych tlenków na anodzie. W tych warunkach za małą emisję przyjęto prąd nasycenia.

Należało się spodziewać, że ze względu na różne ilości domieszek w niklu w poszczególnych grupach diod (tabl. 1) uzyska się odmienne wartości emisji dla każdej grupy. Pomiar emisji przeprowadzane w za-

Tablica 1

Procentowa zawartość domieszek w stopie katodowym określona na podstawie analizy dokonanej po upływie 500 godz pracy katody w przypadku zastosowania anody bardzo czystego niklu

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Bierny	0,01	0,038	ślady	0,006	0,008	ślady
Czynny	0,037	0,030	0,075	0,022	0,01	ślady

szę próby trwałyści nie wykazywały różnic w poziomie emisji (rys. 1). Wyniki analizy chemicznej katod (części pokrytych), wykonane po upływie 500 godz pracy, wykazywały zwiększenie się zawartości domieszek w katodzie. Dotyczyło to w szczególności krzemu, magnezu i żelaza (tabl. 2).

W trakcie następujących doświadczeń na anody zastosowano bardzo czysty nikiel, katody zaś były wykonane w jednym przypadku z niklu czynnego, a w drugim z bardzo czystego niklu (biernego). Rezultaty tych doświadczeń (rys. 2) wskazują, że anody wykonane z bardzo czystego niklu nie wpływają na poziom emisji. Różnice w poziomie emisji dla obydwu rodzajów katod pojawiły się w tym przypadku w całej pełni. Wyniki analizy chemicznej potwierdziły wnioski wyciągnięte na podstawie pomiarów emisji (tabl. 3).

Na podstawie powyższych badań autor sugeruje pewną migrację zanieczyszczeń z anody na katody. Mechanizm tego zjawiska nie jest jeszcze znany.

Na zakończenie warto dodać, że wpływ migracji zanieczyszczeń może zauważyć się w atakach kontrolnych niklu katodowego przy zastosowaniu diod katodowych. I z tego powodu warto zwrócić uwagę na op. and zjawy zjawy.

Opracował: A. T.

Rocznik III

Sablona siatki do telewizyjnych lamp analizujących. Prchlik J.
1956 Nr 4

Nadruki siatek do telewizyjnych lamp analizujących. W lampach analizujących siatki do telewizyjnych lamp analizujących. Wynagory oczek oraz srednica siatek do telewizyjnych lamp analizujących. W anali-
zowanych oczek oraz srednica siatek do telewizyjnych lamp analizujących. Po uwzględnieniu zmian w konstrukcji lamp stosuje się obecnie siatki o wymiarach 40 x 40 mm i średnicy drutu 0,10 mm. Siatka taka ma 52500 oczek o powierzchni 1 cm² i grubości 0,01 mm. Wymary jej wynoszą 50 x 50 mm. Wykonanie siatki następuje następująco:

Na dokładnie wypolerowaną powierzchnię nakłada się specjalny lakier, na którym po wyschnięciu rysuje się odpowiednie rowki. Następnie trawi się matrycę kwasem, po czym otrzymuje się do otrzymania w szkło dostatecznie gładką powierzchnię. Po usunięciu lakieru na matrycę nakłada się przez naporu wywar z roztworu palladu w próżni warstwę metalu, najczęściej palladu. Z powierzchni matrycy spada się dokładnie nałożony metal, a tkwiący w brzoźnie zalewka siatki, pograbia się elektrolitycznie. Tak wykonana siatka siatki, a następnie pod wodą, suszy i oprawia w metalową ramkę.

(Opracował Z. Jębiński)

WARUNKI PRENUMERATY „ELEKTRONIKI”

Zamawianie i przedpłaty na prenumeratę „Elektroniki” przyjmują Urzędy Państwowe Wydawnictw Naukowych i Zakłady Prasy Państwowej. W miastach, w których Urzędy Państwowe Wydawnictw Naukowych nie działają, prenumeratę „Elektroniki” zamawia się oddziałami wysłannymi delegatury „Ruchu”.

Instytucje centralne zamawiające prenumeratę dla podległych im jednostek terenowych w swoim kraju zgłaszają zamówienia do Centrali Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch”, Warszawa, ul. Srebrna 12, konto PKO 1-6-100020.

Cena w prenumeracie

kwartalne zł 18 półroczne zł 36 roczne zł 72

Termin zgłaszania zamówień

do dnia 10-go każdego miesiąca dla kolejnego okresu prenumeraty

Zamówienia na prenumeratę „Elektroniki” podlegają załatwieniu przyjmującemu. Przedsiębiorstwo Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch”, Warszawa, ul. Wileńska 46.

ELEKTRONIKA
POLSKA

ELEKTRONIKA

BIULETYN TECHNICZNY
PRZEMYSŁOWEGO INSTYTUTU ELEKTRONIKI
ORAZ
ZAKŁADÓW WYTWÓRCZYCH LAMP ELEKTRYCZNYCH
IM. RÓŻY LUKSEMBURG



WARSZAWA — STYCZEŃ — 1957.

ROK III

NR 1 (15)

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Przewodniczący
doc. mgr inż. Wiesław Barwicz

Członkowie

mgr inż. Florian Fortunko	mgr inż. Kazimierz Matkowski
mgr inż. Emil Gruszczyński	mgr Kazimiera Morkowska
mgr inż. Jan Hennel	mgr Stanisław Morkowski
mgr inż. Maurycy Hiltner	mgr inż. Kazimierz Orłowski
mgr inż. Henryk Poniewierski	

SPIS TREŚCI

K. Miśke — Właściwości fotokatod półprzewodnikowych (Część pierwsza)	3
W. Shockley (tłum. A. Kobus) — Zjawiska fizyczne w tranzystorach	7
Wykaz skrótów czasopism zagranicznych	34
Przegląd czasopism	35

Redaktor naczelny mgr inż. Jan Baranowski
Sekretarz redakcji Jerzy Chlebiński

Okladkę projektował Czesław Kasprzak

Wydawca: Przemysłowy Instytut Elektroniki w Warszawie. Adres Redakcji: Warszawa, ul. Karłowicza Nr. 32/44, tel. 32-02-41, wewn. 312. Ark. wyd. 3,3. Ark. druk. 3,325/A. Format B5. Papier ilustracyjny klasy V, 70 g/m², 700 × 1000/16. Maszynopis oddano do składu 5.XII.1956. Podpisano do druku 15.II.1957. Druk ukończono 20.II.1957. Nakład 1200 egz. Cena egz. zł 6.— Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa, Zam. 1773c/56, B-11

KAZIMIERZ MIKKE

621.3.032.217-621.315.592

WŁAŚCIWOŚCI FOTOKATOD PÓLPRZEWODNIKOWYCH

(Część pierwsza)

W artykule omówiono ogólnie zjawisko fotoelektryczne, wyszczególniono możliwości zastosowań przyrządów fotoelektrycznych oraz podano właściwości fotokatod półprzewodnikowych.

WSTĘP

Półprzewodniki od szeregu lat odgrywają dużą rolę w różnych dziedzinach elektroniki. Między innymi wchodzi one w skład katod lamp elektronowych. Zastosowanie termokatod półprzewodnikowych pozwoliło na zwiększenie wydajności termokatod od ok. $6 \cdot 10^{-3}$ do 2 A/W przy pracy ciągłej i do ok. 100 A/W przy pracy impulsowej. Fotokatody półprzewodnikowe umożliwiły przesunięcie granicy długofalowej zjawiska fotoelektrycznego z 0,5 do ok. 2 μ . Jednocześnie została zwiększona około stukrotnie czułość fotokatod.

Zespolenie w jednym przyrządzie fotokatody półprzewodnikowej i półprzewodnikowych katod wtórnych umożliwiło konstrukcję nowoczesnych powielaczy fotoelektronowych. Ich współczynnik zwielokrotnienia wynosi 10^6 — 10^9 , co pozwala na wykrywanie za ich pomocą sygnałów świetlnych o wartości strumienia rzędu 10^{-16} lm, czemu odpowiada 1 kwant na sekundę.

ZAKRES STOSOWANIA PRZYRZĄDÓW FOTOELEKTRYCZNYCH

Zakres stosowania przyrządów elektronowych został znacznie rozszerzony z chwilą, gdy w technice pojawiły się przyrządy fotoelektryczne. Powstała możliwość wykorzystania zjawisk świetlnych w urządzeniach elektrycznych i odwrotnie — zastosowanie przyrządów elektrycznych do celów optyki.

Przyrządy fotoelektryczne pozwoliły wykorzystać w urządzeniach elektronicznych dwa nowe parametry, a mianowicie: natężenie i rozkład

widmowy światła. Zastosowanie wiązki światła jako czynnika kontrolującego w licznych przemysłowych urządzeniach automatyzacji jest sposobem pewnym, dogodnym i tanim. Wykorzystanie metod fotoelektrycznych do wykrywania obiektywnych pomiarów światła pozwoliło uzyskać dokładność i szybkość pomiarów nieosiągalnych przy stosowaniu wszelkich innych metod.

Typowymi funkcjami wykonywanymi przez przyrządy fotoelektryczne są:

- a) przetwarzanie sygnałów świetlnych widzialnych lub niewidzialnych na sygnały elektryczne (np. urządzenia dźwiękowe kinowe, zabezpieczenia, większość urządzeń automatycznej kontroli procesów produkcyjnych, sygnalizacja świetlna, sygnalizacja przy zastosowaniu promieniowania podczerwonego);
- b) pomiar natężenia światła (fotometria obiektywna w zakresie widzialnym oraz w zakresie podczerwieni i nadfioletu, a w szczególności pomiary bardzo małych strumieni świetlnych);
- c) rejestracja zmian składu widmowego światła (kolorymetria i piro-metria);
- d) przetwarzanie obrazu świetlnego na szereg sygnałów elektrycznych (elektronowa analiza obrazów telewizyjnych);
- e) przetwarzanie obrazu świetlnego na obraz świetlny w dogodniejszym obszarze widmowym (noktowizacja, dopasowywanie powielaczy elektronowych do widma badanego promieniowania);
- f) liczenie błysków świetlnych o bardzo małym natężeniu (liczniki scyntylacyjne, liczniki promieniowania Czerenkowa).

Przyrządy fotoelektryczne emisyjne dzielą się na następujące główne typy:

- a) fotonówki próżniowe i gazowane,
- b) powielacze fotoelektronowe,
- c) przetworniki obrazowe,
- d) telewizyjne lampy analizujące.

Przyrządy fotoelektryczne emisyjne przewyższają pod wieloma względami przyrządy fotoelektryczne voltaiczne i oporowe. Ustępują im tylko pod względem uczulenia na promieniowanie podczerwone.

PODSTAWY DZIAŁANIA PRZYRZĄDÓW FOTOELEKTRYCZNYCH EMISYJNYCH

Zjawisko fotoelektryczne

Zjawisko fotoelektryczne jest to zjawisko oddziaływania promieniowania świetlnego (widzialnego lub niewidzialnego). Rozróżnia się następujące zjawiska fotoelektryczne:

- a) zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne,
- b) zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne,
- c) zjawisko fotowoltaiczne.

Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne (emisja fotoelektronowa) jest to emisja elektronów z powierzchni oświetlonych występująca wskutek absorpcji promieniowania świetlnego.

Zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne jest to zjawisko powstawania nośników prądu (dziur w pasmie podstawowym, a elektronów w pasmie przewodnictwa) występującego wskutek absorpcji promieniowania świetlnego. Przejawia się ono w zmianie przewodności materiału przy oświetleniu.

Zjawisko fotowoltaiczne polega na powstawaniu siły elektromotorycznej w obwodzie zawierającym materiał oświetlony.

Prawa emisji fotoelektronowej

Równanie Einsteina dla emisji fotoelektronowej

Jeżeli oświetla się fotokatodę światłem o częstotliwości f , to maksymalna energia wyrwanych z niej elektronów jest określona wzorem Einsteina

$$\frac{1}{2}mv^2 = hf - A \quad (1)$$

w którym A oznacza zewnętrzną pracę wyjścia elektronów z fotokatody.

Zgodnie z równaniem Einsteina emisja fotoelektronowa może występować zatem tylko wówczas, gdy spełniony jest warunek

$$hf \geq A$$

FIZYKA FIZYCZNE W TRANZYSTORACH

WSTĘP

Dla ułatwienia zrozumienia niniejszego artykułu zostanie przeprowadzone porównanie między elektroniką lamp próżniowych a elektroniką tranzystorów.

Podstawą elektroniki próżniowej jest możliwość wytworzenia dostatecznie wysokiej próżni. W elektronice próżniowej ośrodkiem, w którym zachodzą wszelkie zjawiska, jest idealna próżnia zawierająca cząstki takie jak atomy, jony dodatnie i elektrony. Natomiast w elektronice tranzystorowej ośrodkiem jest idealna sieć krystaliczna²⁾ zniekształcona przez większą liczbę rodzajów cząstek niż w elektronice próżniowej. Oprócz ładunków ujemnych mamy tu do czynienia z ładunkami dodatnimi (tzw. dziurami) oraz z jonami obu znaków. Jony te odgrywają rolę podobną do roli jonów w gazach, które neutralizują ładunek przestrzeny i zmniejszają pole elektryczne. W elektronice tranzystorowej jony te wchodzić również w skład budowy metalicznej.

Zjawiska występujące w elektronice tranzystorowej zależą od obecności różnego rodzaju zakłóceń w idealnym kryształ. Zakłócenia te będziemy nazywali nieprawidłowościami³⁾.

Aby zrozumieć podstawowe zjawiska fizyczne w tranzystorach, należy koniecznie podać pewne zasadnicze wiadomości o pięciu podstawowych nieprawidłowościach.

¹⁾ The Forty-sixth Kelvin Lecture — Transistor Physics — Proc. Instn. Electr. Engers, 1936 Part B Nr 7.

²⁾ Przez idealną budowę krystaliczną należy rozumieć idealny układ atomów (przyp. tłum.).

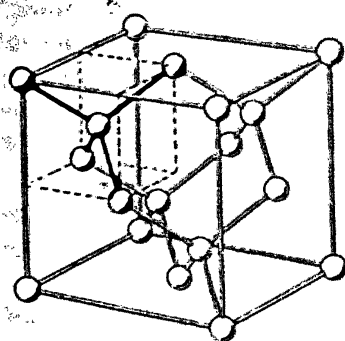
³⁾ Wyrażenie „nieprawidłowość” przyjęto jako tłumaczenie angielskiego wyrazu „imperfection” oznaczającego w sposób bardzo ogólny zakłócenie sieci krystalicznej. Bliższe omówienie nieprawidłowości znajduje się poniżej (przyp. tłum.).

W dalszym ciągu artykułu zostanie wprowadzone pojęcie tych pięciu podstawowych nieprawidłowości i będą opisane ich najważniejsze właściwości. Następnie zostanie omówiona technologia kontroli nieprawidłowości konieczna do wytworzenia odpowiedniej złożonej budowy półprzewodnika.

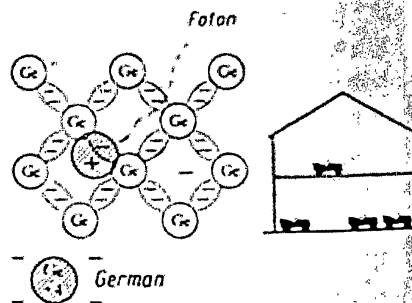
Istnieje szereg materiałów, które mogą być stosowane w elektronice tranzystorowej. Omawiać będziemy jednak tylko german i krzem, gdyż badania tych pierwiastków są najdalej posunięte a otrzymane wyniki najlepsze. Poprzednio prace badawcze były prowadzone głównie nad germanem, natomiast obecnie bada się przede wszystkim krzem. Z tych dwu pierwiastków german jest łatwiejszy do oczyszczania i kontroli, ale krzem ma szereg istotnych zalet. Przede wszystkim ma on bardziej zwartą budowę atomową niż german, wskutek czego wymagana jest wyższa temperatura topnienia. W związku z tym powstają pewne trudności przy wykonywaniu tygla do wytapiania krzemu, ale budowa krzemu w przeciwieństwie do budowy germanu umożliwia pracę w wyższych temperaturach.

PIĘĆ PODSTAWOWYCH NIEPRAWIDŁOWOŚCI

Na rys. 1 pokazano idealną budowę sieci krystalicznej diamentu. Krzem i german mają budowę analogiczną. Atomy tych pierwiastków są czterowartościowe, tzn. że każdy atom ma cztery dosyć luźno związane



Rys. 1. Rozmieszczenie atomów w siatce diamentu



Rys. 2. Uwolnienie elektronu z wiązania atomowego przez absorpcję fotonu

ze sobą elektrony, które mogą brać udział w wiązaniach chemicznych. Czterowartościowość atomów węgla, germanu lub krzemu prowadzi do wiązań chemicznych z czterema sąsiednimi atomami. Jak widać na rys. 1, atom wyodrębniony w celu ułatwienia rozważań jest otoczony symetrycznie czterema sąsiednimi atomami; wszystkie atomy w sieci

krystalicznej diamentu są otoczone podobnie. Każde wiązanie zawiera dwa elektrony, po jednym z każdego atomu połączonego.

Sieć krystaliczna pokazana na rys. 1 jest izolatorem, gdyż ustawienie atomów jest idealne, a wszystkie elektrony tworzą wiązania kowalencyjne. W sieci takiej, będącej w polu elektrycznym, elektrony nie przenoszą prądu elektrycznego. Aby kryształ był przewodzący, należy wprowadzić do jego budowy nieprawidłowości. Można to uczynić kilkoma sposobami.

Na rys. 2 pokazano pierwszy sposób wprowadzania nieprawidłowości do budowy elektronowej kryształu germanu lub krzemu. Do kryształu wprowadza się kwant światła, zwany fotonem. Jeżeli foton posiada dostateczną energię, może on przerwać jedno z wiązań walencyjnych przez wyrwanie elektronu i przerzucenie go w inne miejsce. W tych zmienionych warunkach elektron staje się elektronem nadmiarowym.

Tablica 1

Oznaczenia stosowane dla pięciu podstawowych nieprawidłowości

Nazwa	Symbol	Gęstość [cm ⁻³]
Elektron (nadmiarowy)	+	n_k
Dziura	□	—
Centrum rekombinacji	⊕	n_d
Donor	⊖	n_a
Akceptor	—	n_k

Po elektronie pozostaje niekompletne wiązanie walencyjne. W języku fizyki półprzewodników takie, niezupełne wiązanie nazywa się dziurą. Rzecz oczywista, że otoczenie dziury odpowiada ładunkowi dodatniemu, gdyż przed wyrwaniem elektronu z wiązania w obszarze tym istniała równowaga ładunków.

W tabl. 1 podano nazwy pięciu podstawowych nieprawidłowości, ich symbole graficzne oraz oznaczenia ich gęstości.

W fizyce półprzewodników kilka najbardziej podstawowych zagadnień dotyczy szczególnych właściwości dziur i elektronów. Dziury i elektrony można potraktować jako cząstki elementarne. Elektrony nadmiarowe poruszają się w kryształach ruchem Browna; przebiegają one pewną średnią drogą swobodną w czasie między poszczególnymi zderzeniami z jonami. Ruch cieplny atomów w sieci wywołuje drgania elektronów, co ogranicza średnią drogę swobodną, czyli wielkość, która określa oporność elektryczną półprzewodnika.

Jeżeli do półprzewodnika o temperaturze pokojowej wprowadzimy grupę elektronów, to zaczną się one rozprzestrzeniać w kryształach ruchem bezładnym. Jeżeli następnie w kryształach wytworzymy stałe pole elektryczne, na ruch elektronów będzie działała stała siła odpowiadająca natężeniu pola elektrycznego, pod wpływem której elektrony będą unoszone. Wystąpi wówczas przepływ ładunku elektrycznego, a więc popłynie prąd. Jak widać z powyższego, nośnikami prądu w kryształach są elektrony nadmiarowe.

Słowa dyfuzja używa się na określenie bezładnego ruchu cząstki w wyniku ruchu cieplnego; słowo unoszenie oznacza ruch uporządkowany w wyniku działania pola elektrycznego. W większości przypadków ruchy te są addytywne, tak że ruch wypadkowy jest sumą obu zjawisk. Ruch unoszenia jest ilościowo określany przez ruchliwość. Prędkość unoszenia jest wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego, gdzie współczynnikiem proporcjonalności jest ruchliwość. Na przykład elektrony w germanie w temperaturze pokojowej w polu o natężeniu 1 V/cm są unoszone z prędkością wynoszącą 3900 cm/s, co oznacza, że ruchliwość elektronów w germanie jest równa 3900 cm²/Vs. Stałą dyfuzji mierzy się w centymetrach kwadratowych na sekundę. Jest ona w prosty sposób powiązana z ruchliwością — obowiązuje tu równanie

$$D = u k T$$

w którym: D — stała dyfuzji [eV]; u — ruchliwość; k — stała Boltzman; T — temperatura [°K].

Fakt, że prędkość unoszenia jest wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego, jest podstawą prawa Ohma i prowadzi do wniosku, że prąd jest wprost proporcjonalny do napięcia. Przy dużych natężeniach pola elektrycznego w germanie proporcjonalność nie jest zachowana — prawo Ohma nie jest spełnione.

Gdy elektron jest pobudzony ze stanu normalnego w budowie pasmowej do wyższego stanu energetycznego (rys. 2), w kryształach tworzy się dziura w niższych stanach energetycznych. Dziura ta może się również poruszać w kryształach. Jej właściwości są podobne do właściwości elektronu; może być więc traktowana jako cząstka poruszająca się ruchem Browianowym i posiadająca średnią drogę swobodną.

Jeżeli idealny półprzewodnik (który jest izolatorem) jest oświetlony (rys. 2), generują się pary dziura-elektron i kryształ staje się przewodnikiem. Z chwilą gdy kryształ znajdzie się w polu elektrycznym, będą w nim płynęły zarówno elektrony, jak i dziury. Dziury jako naładowane dodatnio poruszają się w kierunku pola elektrycznego, podczas gdy elektrony poruszają się w kierunku przeciwnym.

Rzecz jasna, że zjawisko uwidocznione na rys. 2 będzie powodowało wzrost przewodności kryształu germanu i krzemu ze względu na zwiększenie się liczby nośników prądu. Taki wzrost przewodności wskutek naświetlania jest znany jako zjawisko przewodnictwa fotoelektrycznego. Jeżeli źródło światła zostanie usunięte, zjawisko przewodnictwa fotoelektrycznego zaniknie, pary dziura-elektron zrekombinują¹⁾, elektrony zajmą miejsca dziur i nastąpi powrót do kryształu idealnego. Choć przewodność maleje po usunięciu oświetlenia, nie osiągnie nigdy wartości równej zeru, gdyż istnieje prawo działania mas, które rządzi gęstością dziur i elektronów. Prawo to dla półprzewodników wyraża się równaniem

$$n_e n_h = 10^{19} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (1)$$

w którym: n_e — gęstość elektronów; n_h — gęstość dziur; $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ — współczynnik Boltzmanna.

W związku z zasadą zakazu Pauliego równanie (1) musi być zmodyfikowane dla gęstości nośników większych niż 10^{19} cm^{-3} . Czynniki zależny od temperatury $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ równa się podstawie logarytmów naturalnych podniesionej do ilorazu dwóch energii, przy czym: W — energia potrzebna do wytworzenia pary dziura-elektron, kT — energia cieplna.

Prawo ekwipartycji energii określa, że cząstka elementarna bez względu na masę i ładunek bierze udział w tej samej części w średnim ruchu cieplnym w danej temperaturze, a wielkość ruchu cieplnego jest wprost proporcjonalna do temperatury w skali bezwzględnej. Stała proporcjonalności k jest znaną stałą Boltzmanna. Wykładnik $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ jest znany jako wykładnik Boltzmanna. Z równania (1) widać, że w temperaturach niskich wykładnik ma dużą wartość ujemną, tak że iloczyn $n_e n_h$ ma małą wartość wówczas, gdy w temperaturach bardzo wysokich czynnik wykładniczy dąży do jedności.

Wykładnik Boltzmanna odgrywa wielką rolę w fizyce i w elektronice tranzystorowej. Rozwiązuje on sprzeczność między dążeniem cząstek do utraty energii i zejścia do niższych stanów energetycznych z jednej strony a tendencją działania cieplnego w kierunku podniesienia cząstki do wyższego stanu energetycznego z drugiej strony. W równaniu (1)

¹⁾ Rekombinacja jest to zjawisko odwrotne do generacji; polega ono na neutralizacji ładunków dziury i elektronu (przyp. tłum.).

została podkreślona zależność temperaturowa wykładnika Boltzmanna. Gdy temperatura podwyższa się, wówczas elektrony z najniższych stanów energetycznych w atomie mają tendencję do przechodzenia na wyższe stany, gdzie istnieją jako elektrony nadmiarowe. Zależność wykładnika Boltzmanna od energii będzie rozpatrywana na innym miejscu, a mianowicie przy porównaniu germanu i krzemu, a następnie przy rozpatrywaniu sposobu, w jaki wykładnik Boltzmanna może być zastosowany do analizy wpływu pola elektrycznego.

Jeżeli kryształ umieścimy w polu elektrycznym, jego elektrony nadmiarowe oraz dziury będą miały różne energie w różnych częściach kryształu. Niekiedy pole elektryczne powstaje w warunkach równowagi cieplnej. W tych warunkach zmiany gęstości nośników w różnych miejscach zależą od zmian zachodzących we współczynniku Boltzmanna w zależności od zmian energii. W innych przypadkach doprowadzone napięcie zewnętrzne powoduje zmiany w energii i odpowiednie zmiany w gęstości nośników. Zmiany wywołane napięciem są przyczyną powstawania prądów, a zależność prądu od napięcia doprowadzonego może być wyrażona w sposób bardzo prosty we współczynniku Boltzmanna. Zastosowania te będą dyskutowane poniżej w związku z opisem złącza p-n i tranzystorów warstwowych.

Dla uproszczenia obliczeń jako jednostkę energii w równaniu (1) stosuje się elektronowolt. Elektronowolt jest to energia, którą elektron nabywa przy przejściu różnicy potencjałów 1 V. Czynniki kT w temperaturze pokojowej ma wartość około 25 mV lub $1/40$ eV. Często dogodnie jest wyrażać energię bezpośrednio w woltach, wobec czego wprowadzono oznaczenie e na jednostkę ładunku elektronowego.

Wykładnik Boltzmanna może być też napisany w sposób następujący:

$$e^{\frac{eU}{kT}} = \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) = \exp \frac{U}{1/40} = \exp 40 U \quad (2)$$

gdzie wartość $1/40$ odpowiada temperaturze pokojowej, a kT/e wyrażono w woltach.

Przewagę krzemu nad germanem w temperaturach wyższych można łatwo wyjaśnić przy pomocy równania (1). Wartości energii W są w przybliżeniu równe 0,7 eV dla germanu i 1,1 eV dla krzemu. Wartości iloczynu $n_e n_h$ w temperaturze pokojowej dla germanu i krzemu są określone równaniami:

$$n_e n_h = 10^{26} = 10^{24} \cdot 10^{12}; W_{Ge} = 0,7 \text{ eV} \quad (3)$$

$$n_e n_h = 10^{19} = 10^{24} \cdot 10^{-5}; W_{Si} = 1,1 \text{ eV} \quad (4)$$

W czystych próbkach germanu jedynymi istniejącymi ładunkami są elektrony i dziury. Gęstości ich muszą być równe, gdyż nawet najmniejsza nierówność gęstości ładunków powoduje powstanie pola elektrycznego, które wywoła przepływ prądu i zneutralizowanie nierówności gęstości ładunków (brak równowagi może istnieć w bardzo małych objętościach — patrz niżej). Przyjmując zatem $n_e = n_h$, należy stwierdzić, że n_e i n_h równają się około 10^{11} cm^{-3} w germanie i $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ w krzemie. Wobec tego czysty krzem ma około 3000 razy mniejszy prąd nośników w temperaturze pokojowej niż german, a więc i odpowiednio mniejszą przewodność.

Dla równych gęstości nośników w czystych próbkach temperatura bezwzględna krzemu może być wyższa niż germanu w stosunku 1,1 : 0,7. W tranzystorach zjawisko to nie jest tak wyraźne, jednak przewaga krzemu pod względem zastosowania w temperaturach wyższych jest oczywista.

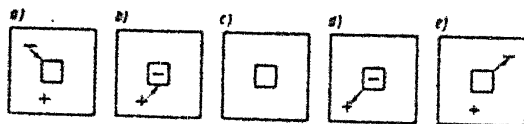
Przewodność wynikająca z równowagi cieplnej koncentracji dziur i elektronów jest znana jako przewodność samoistna. Jest to przewodność kryształu idealnego bez żadnych domieszek i dyslokacji oraz bez oświetlenia. W przypadku usunięcia źródła światła (patrz rys. 2), które wywołuje powstanie zjawiska przewodnictwa fotoelektrycznego w germanie, wartość n_e i n_h zmniejszy się do ich wartości odpowiadającej równowadze cieplnej. Prawo rekombinacji jest w przybliżeniu wykładnicze, tak że gęstość nośników maleje do wartości $1/e$ po upływie czasu zwanego czasem życia nośników prądu.

Czas życia nośników zależy od pewnych nieprawidłowości, które działają jako katalizatory w reakcji między dziurami a elektronami. Nieprawidłowości mogą znacznie przyspieszać rekombinację dziur i elektronów. Przez długi czas najbardziej znanym czynnikiem przyspieszającym rekombinację było centrum rekombinacji (tabl. 1). Nazwę tę nadano nieznanym nieprawidłowości, która ograniczała czas życia przewodnictwa fotoelektrycznego. Jest rzeczą znaną, że domieszki niklu i miedzi są bardzo czynnymi postaciami centrów rekombinacji i ich właściwości jako „katalizatorów” rekombinacji są ostatnio bardzo intensywnie badane.

Katalityczne działanie centrów domieszek Ni przedstawiono na rys. 3. Na wykresie tym atom Ni lub centrum rekombinacji jest przedstawiony jako zanieczyszczenie obojętne (rys. 3a). Elektron nadmiarowy wędrujący przez kryształ zostaje schwytyany przez atom Ni. Atom ten posiada teraz ujemny ładunek i jest jak gdyby pułapką przyciągającą dziurę. Jeżeli dziura przejdzie dostatecznie blisko centrum rekombinacji, elektron może przepłynąć z centrum rekombinacji do dziury powodując

powstanie normalnego wiązania kowalencyjnego. Atom Ni znajduje się w normalnych warunkach i jest gotów do katalizowania powtórnej rekombinacji pary dziura-elektron.

Przez zmianę ilości niklu w kryształ germanu można zredukować czas życia przewodnictwa fotoelektrycznego więcej niż 1000 razy. Czasy życia zmieniające się od większych niż 10^{-3} s do mniejszych niż 10^{-7} s mogą być kontrolowane przez liczbę centrów zanieczyszczeń w kryształach. Podczas badań statystycznych rekombinacji dziur i elektronów zmierzono prawdopodobieństwo „złapania” dziury przez centrum rekombinacji i porównano je z prawdopodobieństwem „złapania” elektronu. Stwierdzono, że możliwość złapania dziury jest czterdzieści razy większa — zgadza się to z hipotezą, że centrum rekombinacji jest raczej obojętne lub też że posiada ładunek, częściej jednak ujemny niż dodatni.



Rys. 3. Sposób działania centrum rekombinacji: a), b), c) centrum rekombinacji jako katalizator rekombinacji dziury i elektronu; d), e) centrum rekombinacji jako źródło pary dziura-elektron

Ośrodki rekombinacji będą katalizowały dojście do równowagi bez względu na rodzaj zakłócenia. Zjawisko, podczas którego centra rekombinacji wytwarzają pary dziura-elektron, jest odwrotnością zjawiska powodującego rekombinację (rys. 3d, e).

Na rys. 3d centrum rekombinacji jest przedstawione jako chwytające elektron z pobliskiego wiązania kowalencyjnego, tzn. jako wytwarzające dziurę. Energia potrzebna do wywołania tego zjawiska jest dostarczana przez energię cieplną kryształu w postaci drgań cieplnych. Następnie dziura dyfunduje od centrum rekombinacji, a potem centrum wyrzuca elektron. W wyniku tego centrum jest gotowe do wytworzenia następnej pary dziura-elektron lub do katalizowania rekombinacji.

Gdy próbka germanu znajduje się w równowadze cieplnej, centra rekombinacji generują pary dziura-elektron i w tej samej ilości rekombinują je. Jest to przykład zasady równowagi szczegółowej. Zasada ta wynika z mechaniki statystycznej, z której wiadomo, że w warunkach równowagi każde zjawisko i zjawisko odwrotne do niego zachodzą w jednakowym stopniu.

Obecnie rozważymy gęstość ładunków wytworzonych przez zanieczyszczenia chemiczne. Jak podano we wstępie, w elektronice próżniowej od-

grywają one rolę jonów. Ujemnie naładowane centra rekombinacji (rys. 3) są przykładem takich jonów, na ogół jednak centra rekombinacji występują w tak małej ilości, że gęstość ich ładunku może być pominięta.

Najbardziej interesującymi jonami w fizyce tranzystorowej są zanieczyszczenia chemiczne, które dają wzrost przewodności zależnej nie tylko od temperatury, lecz od ilości i rodzaju domieszek.

Na rys. 4 uwidoczniono sytuację wytworzoną przez obecność domieszek z piątej kolumny układu okresowego pierwiastków. Domieszki te zajmują miejsca atomów germanu w czasie wyciągania monokryształu ze stopu zawierającego je. Wszystkie pierwiastki z piątej kolumny, jak fosfor, arsen i antymon, zachowują się w ten sam sposób. Na przykład arsen ma pięć elektronów walencyjnych, a więc o jeden za dużo, aby stworzyć wiązanie atomowe. Dodatkowy elektron jest uwolniony przez drgania cieplne i wędruje w kryształ. Atomy z piątej kolumny nazywane są donorami¹⁾, gdyż dostarczają elektrony nadmiarowe do kryształu.

Jeżeli gęstość donorów n_d jest większa od gęstości elektronów n_e lub gęstości dziur n_h , które mogłyby być w czystej próbce, przewodnictwo będzie większe proporcjonalnie do liczby elektronów wprowadzonych przez domieszki chemiczne. Probka, której przewodność wzrasta z powodu istnienia domieszek chemicznych, nosi nazwę niesamotnej. Przewodność dziurowa w próbce zawierającej arsen jest mniejsza niż byłaby w próbce samoistnej. Jest to następstwo prawa działania mas. Elektrony nadmiarowe wprowadzone przez donory powodują zmniejszenie gęstości dziur. Prosty przykład liczbowy wyjaśnia to zjawisko. Probka samoistna zawiera dwa elektrony i dwie dziury na jednostkę objętości, wobec tego iloczyn koncentracji

$$n_e n_h = 4$$

Jeżeli do kryształu wprowadzimy trzy donory, warunki neutralizacji przestaną obowiązywać. Można je przywrócić przez dodanie trzech elektronów. Doprowadzi to do wartości 10 dla iloczynu $n_e n_h$.

Właściwe warunki równowagi termodynamicznej mogą być określone przez rozwiązanie prawa działania mas dla iloczynu $n_e n_h$ oraz równania równowagi elektrycznej. Przy tych założeniach otrzymuje się odpowiedź: cztery elektrony i jedna dziura, co może być sprawdzone w sposób następujący:

¹⁾ Z angielskiego donate - darować (przyp. tłum.).

Wartość spełniająca prawo działania mas

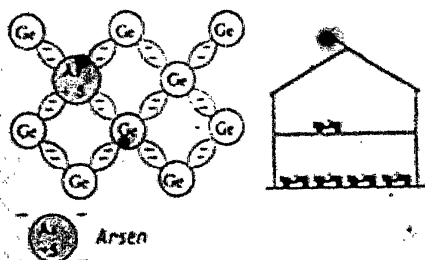
$$n_e \cdot n_h = 4 \cdot 1 = 4 \quad (6)$$

oraz warunki równowagi elektrycznej

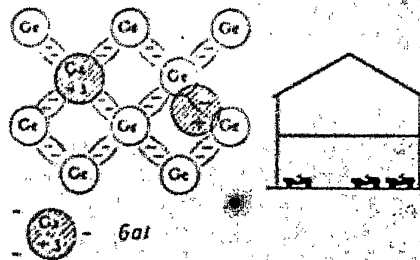
$$n_e - n_h = 4 - 1 = 3 = n_d \quad (7)$$

Inaczej mówiąc, na podstawie ostatnich równań można stwierdzić, że gęstość ładunków nośników prądu (w tym przypadku ładunków ujemnych) równoważy gęstość ładunków chemicznych — donorów dodatnich.

Kryształ germanu, którego przewodność jest wytworzona przez donory, jest nazywany kryształem typu n, ponieważ nośnikami prądu są przeważnie elektrony nadmiarowe. German posiadający przewodność typu p — z dziurami jako większościowymi nośnikami prądu — może być



Rys. 4. Wpływ obecności atomu z piątej kolumny układu okresowego pierwiastków na budowę krystaliczną germanu



Rys. 5. Wpływ obecności atomu z trzeciej kolumny układu okresowego pierwiastków na budowę krystaliczną germanu

otrzymany przez dodanie pierwiastków z trzeciej kolumny układu okresowego, takich jak bor, glin, gal lub ind. Wszystkie te pierwiastki mają trzy elektrony walencyjne, a więc o jeden za mało, aby otrzymać kompletne wiązanie kowalencyjne w otoczeniu atomu domieszkowego. Wynikiem niekompletnego wiązania jest dziura. Drgania cieplne wyzwala ją dziurę, która wędruje w kryształ, oraz nadmiarowy elektron uzupełniający wiązanie wokół atomu galu (rys. 5). Atom Ga wytwarza ładunek ujemny. Jest on nazywany akceptorem, gdyż przyjmuje jeden elektron z budowy wiązania walencyjnego.

W przypadku dodawania zarówno donorów, jak i akceptorów powstaje bardzo ważne zjawisko [7]. Można przypuścić, że przy wprowadzaniu donorów i akceptorów powstają i dziury, i elektrony. Jednak zwiększenie się gęstości elektronów i gęstości dziur wskutek istnienia domieszek che-

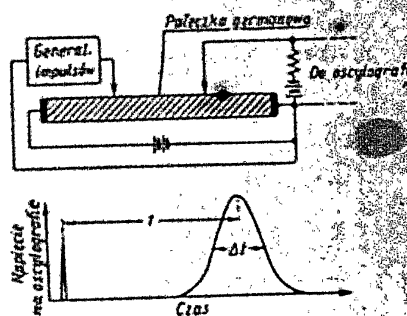
micznych mogłoby przeciwdziałać prawu działania mas. Przypuśćmy, że mamy przypadek, w którym jest pięć donorów i dwa akceptory. W tych okolicznościach chemiczna gęstość ładunków będzie taka sama jak dla trzech donorów, gdyż ładunek dodanych akceptorów równoważy dodane donory. W tych warunkach te same wartości, tj. 4 dla n_e i 1 dla n_h powodują warunki równowagi w wyniku oddziaływania prawa działania mas i wytwarzają także równowagę elektryczną

$$n_e - n_h = 4 - 1 = 3 = 5 - 2 = n_e - n_h \quad (8)$$

Kompensacja [7] jest to nazwa nadana zjawisku równoważenia jednej chemicznej gęstości ładunku przez drugi. Jest ona bardzo użyteczna w praktyce, gdyż dużo łatwiej jest dodać zanieczyszczenia jednego rodzaju niż usunąć zanieczyszczenia drugiego rodzaju. Poniżej zostanie omówione, jak zjawiska te mogą być wykorzystane przy wytwarzaniu przyrządów półprzewodnikowych.

Obecnie przedyskutujemy klasyczne doświadczenie fizyki tranzystorowej [9], które wykazuje istnienie dziur oraz pozwala zmierzyć pewne ich właściwości [10]. Układ zastosowany przy doświadczeniu pokazano na rys. 6. German typu n jest wycięty w kształcie pałeczki o wymiarach $0,5 \times 0,5 \times 25$ mm. W pałeczce wytwarza się pole rozciągające przez doprowadzenie napięcia z baterii w takim kierunku, że elektrony poruszają się w próbce w lewo, a dziury są unoszone w prawo. Lewy styk ostrzowy odgrywa rolę emitera w tranzystorze. W przypadku doprowadzenia do emitera dodatniego impulsu prądu, do próbki zostaną wprowadzone dziury. Zjawisko to będzie zrozumiałe po zapoznaniu się z mechanizmem złącza $p-n$, co zostanie omówione poniżej.

Wprowadzone do próbki dziury są przenoszone przez pole elektryczne. Po pewnym czasie znajdują się one w sąsiedztwie drugiego styku ostrzowego (kolektora) spolaryzowanego ujemnie, część z nich zaś zostanie przyciągnięta przez elektrodę. Towarzyszyć temu będzie wzrost prądu kolektora i wzrost napięcia na oporności kolektora. Zmiany tego napięcia można obserwować na oscyloskopie. Impuls oglądany w obwodzie kolektora nie jest tak ostry jak impuls wysyłany przez generator, gdyż w germanie zachodzi jednocześnie dyfuzja dziur, która powoduje rozmycie impulsu (rys. 6).



Rys. 6. Układ do obserwowania unoszenia wprowadzonych dziur i pomiaru ich ruchliwości

Doświadczenie to pozwala na obserwowanie i wykonanie pomiarów dyfuzji i unoszenia. Pomiar odległości i natężenia pola elektrycznego między elektrodami jest prosty do zrealizowania, a czas przejścia dziur między emiterem a kolektorem można zmierzyć za pomocą kalibrowanego oscyloskopu. Wobec tego prędkość unoszenia może być łatwo zmierzona. Jeżeli odległość między ostrzami zostanie podwojona, czas przejścia podwoi się również, ale jeżeli zostanie podwojone natężenie pola rozciągającego, czas przejścia zmaleje dwukrotnie.

Z powyższych faktów można wyciągnąć następujące wnioski:

Nośniki w próbce są unoszone ze stałą prędkością, a prędkość unoszenia jest proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego. Jeżeli polaryzacja pola rozciągającego zostanie odwrócona, wprowadzone nośniki będą unoszone w lewo i żaden z nich nie dojdzie do kolektora. Jest to potwierdzeniem słuszności założeń tego doświadczenia.

Jak stwierdzono powyżej, szerokość impulsu w kolektorze jest miarą stałej dyfuzji. Na podstawie analizy zależności szerokości impulsu od czasu przejścia od emitera do kolektora wynika, że dziury rozprzestrzeniają się zgodnie z prawami dyfuzji. W doświadczeniu tym można również zmierzyć stałą dyfuzji D . Optymalne wartości ruchliwości u i stałej dyfuzji D podano w tabl. 2 [10].

Tablica 2

Dane dotyczące ruchliwości u i stałej dyfuzji D

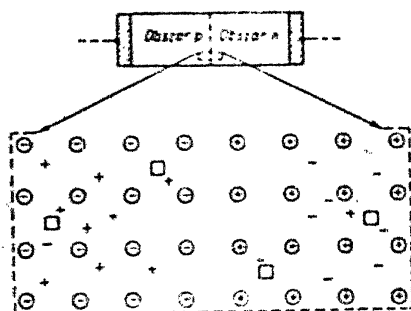
Półprzewodnik	Elektrony		Dziury	
	u [cm^2/Vs]	D [cm^2/s]	u [cm^2/Vs]	D [cm^2/s]
Krzem	1200	30	500	13
German	3900	100	1900	49

Jak widać z tablicy, w każdym przypadku stosunek stałej dyfuzji do ruchliwości wynosi około 1 : 40 i wyraża się w woltach. Innymi słowy, $D : u = 25 \text{ mV}$. Jest to związek kT/e wyrażony w jednostkach energii na jednostkę ładunku elektronowego, co zostało omówione powyżej w związku z równaniem (2). Jest faktem, że wartości D i u są związane ze sobą i zależność ta jest znana jako zależność Einsteina. Otrzymany wynik równy 25 mV oznacza, że elektron posiadający przypadkową energię cieplną może pokonać dół potencjału równy 25 mV. Fakt, że otrzymano wartość 25 mV oznacza, że ładunek nośników unoszonych i dyfundujących w doświadczeniu Haynesa jest ładunkiem elektronowym.

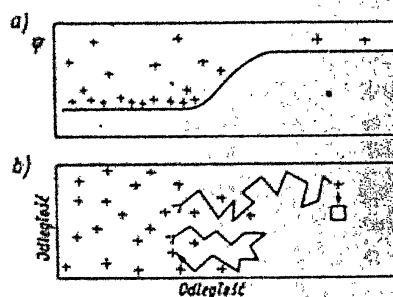
ZŁĄCZE p-n

Omówimy teraz budowę złożoną półprzewodnika, tj. półprzewodnik z przestrzennymi zmianami składu chemicznego. Złącze p-n jest najprostszą budową złożoną — jest ono podstawową częścią warstwowych prostowników germanowych i krzemowych; odgrywa ono również główną rolę w tranzystorach warstwowych [12, 13].

Przez analogię do elektroniki próżniowej wyobraźmy sobie, że mamy idealny kryształ germanu. Do tego kryształu wprowadzamy donory, akceptory i centra rekombinacji. W ten sposób cały kryształ zostaje podzielony na dwa obszary: jeden — typu p i drugi — typu n. Przypadek ten jest przedstawiony na rys. 7; gęstość centrów rekombinacji jest mniejsza od koncentracji donorów i akceptorów.



Rys. 7. Złącze p-n i rozkład nieprawidłowości w nim



Rys. 8. Prąd dziurowy płynący z obszaru typu p do obszaru typu n w złączu p-n: a) rozkład potencjału elektrycznego przy założeniu boltzmanowskiego rozkładu dziur; b) typowe drogi dyfuzji dziur

Jeżeli będziemy rozpatrywali obszary typu p lub typu n indywidualnie, to stwierdzimy, że każdy obszar jest elektrycznie obojętny, a gęstości dziur i elektronów są równe gęstościom akceptorów i donorów. Rozpatrując oba obszary razem stwierdzimy, że jeżeli nie ma pola elektrycznego, dziury rozprzestrzeniają się wskutek dyfuzji i część z nich przechodzi do obszaru typu n. Podobnie i elektrony dyfundują do obszaru typu p. Z powodu tej dyfuzji w obszarze typu p występuje nadmiar elektronów, a w obszarze typu n — nadmiar dziur, tak że w każdym z obszarów iloczyn $n_e n_h$ jest większy, niż to wynika z prawa działania mas. To przejście ładunku powoduje, że obszar typu p zyskuje ładunek ujemny, a obszar typu n — ładunek dodatni.

Niezerównoważone ładunki tworzą warstwę podwójną, która powoduje powstanie pola elektrycznego o takiej polaryzacji, że przeszkadza

dyfuzji nośników przez złącze. W chwili ustalenia się równowagi cieplnej w złączu p-n powstanie pole elektryczne takiej wielkości, że nie będzie występował wypadkowy przepływ prądu przez złącze. W wyniku istnienia tego pola otrzymuje się przebieg potencjału w złączu pokazany na rys. 8.

Z kolei omówimy skok potencjału elektrycznego na złączu p-n. W warunkach równowagi cieplnej w obszarze typu n jest pewna liczba dziur. Jeżeli n_h nie ma wartości nieskończenie wielkiej, to n_h musi być większa od zera, aby zostało spełnione prawo działania mas. Gęstość dziur będzie więc bardzo mała, podczas gdy gęstość elektronów jest duża w porównaniu z gęstością samoistną odpowiadającą temperaturze występującej w warunkach równowagi cieplnej w kryształach. Wobec tego gęstość dziur w obszarze typu n będzie o wiele mniejsza niż w obszarze typu p.

Zmniejszenie się gęstości w warunkach równowagi cieplnej może wystąpić silniej tylko w przypadku zmniejszenia się wartości wykładnika Boltzmanna. Aby to zmniejszenie otrzymać, energia musi wzrosnąć, a w następstwie dziury muszą mieć większą energię potencjalną w obszarze typu n niż w obszarze typu p. Wzrost energii potencjalnej spowodowany będzie zwiększeniem wyżej omawianego potencjału. Wielkość wzrostu można obliczyć w następujący sposób:

Przyjmuje się, że gęstość dziur w obszarze typu p jest sto razy większa niż w próbce samoistnej, a gęstość elektronów w obszarze typu n jest również sto razy większa niż w kryształach samoistnych. Natomiast w obszarze typu n gęstość dziur jest sto razy mniejsza niż w próbce samoistnej i oczywiście — dziesięć tysięcy razy mniejsza niż w obszarze typu p. Wielkość bariery potencjału złącza p-n w germanie można obliczyć rozwiązując równanie (1)

$$10000 = \exp \frac{U}{1/40} \quad (9)$$

co daje wynik 0,23 V.

Dla odpowiednich gęstości nośników większościowych w krzemowych złączach p-n wielkość bariery potencjału wynosi około 0,4 V. Z tego powodu, jak wynika z równań (3) i (4), gęstość dziur mniejszościowych w obszarze typu n jest mniejsza 10^7 razy od gęstości dziur w germanie, ponieważ energia potrzebna do wytworzenia pary dziura-elektron w krzemie jest większa o 0,4 V.

Zbadajmy teraz właściwości dziur i elektronów w warunkach równowagi cieplnej. Część dziur dyfunduje przez barierę potencjału do obszaru typu n. Dziury te rekombinują z elektronami wytwarzając prąd

utrzymania warunku równowagi $I_p = I_w$ wartość I_p przy doprowadzonym napięciu U będzie

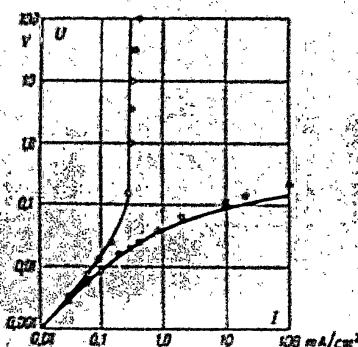
$$I_p = I_w \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (10)$$

Daje to wzrost całkowitego prądu dziurowego z obszaru typu p do obszaru typu n określonego przez różnicę

$$I_p - I_w = I_w \exp\left(\frac{eU}{kT} - 1\right) \quad (11)$$

Prąd ten jest równy zero wówczas, gdy $U = 0$ i wzrasta wykładniczo do wielkich wartości dla napięć dodatnich oraz maleje do wartości nasycenia dla napięć ujemnych i większych niż kT/e .

Podobne rozważania mogą być przeprowadzone w związku z prądem elektronowym płynącym przez złącze. Napięcie doprowadzone, które



Rys. 10. Charakterystyki prostowania złącza $p-n$

obniża barierę potencjału dla dziur, obniża ją również dla elektronów. Duże prądy elektronowe, płynące w tych samych warunkach napięciowych, wytwarzają duże prądy dziurowe. W obu przypadkach duże prądy odpowiadają przepływowi nośników mniejszościowych do pozostałych obszarów, a prądy powstają w wyniku przechodzenia ładunków dodatnich z obszaru p do obszaru n . W jednym przypadku są one przenoszone w postaci dziur poruszających się z obszaru p do obszaru n , w drugim zaś przenoszone są elektrony poruszające się w kierunku odwrotnym. Dla polaryzacji ujemnych

wzrost potencjału jest większy i dziury wykazują tendencję do pozostania w obszarze p , elektrony zaś — w obszarze n . Prąd nasycenia odpowiadający generacji płynie w obu obszarach.

Gdy całkowity prąd nasycenia jest I_{nas} , wówczas całkowity prąd dla każdego napięcia doprowadzonego jest określony równaniem

$$I = I_{nas} \exp\left(\frac{eU}{kT} - 1\right) \quad (12)$$

Rzecz jasna, że prąd nasycenia jest sumą dwu prądów generowanych. Stwierdzono, że równanie (12) jest słuszne przede wszystkim dla złącza $p-n$ w germanie.

Na rys. 10 podano porównanie krzywych prostowania — zmierzonych i teoretycznych. Zgodność danych teoretycznych z wynikami doświad-

czeń jest dowodem, że nieprawidłowości, które są nośnikami prądu w złączu p-n, mają ładunek elektronu.

Dla dużych polaryzacji dodatnich bariera potencjału między obszarami typu n i p jest prawie zniesiona. W tych warunkach przez barierę płyną prądy o dużych gęstościach nośników mniejszościowych i równowaga tych gęstości może być istotnie zachwiana.

KONTROLA CZYSTOŚCI I WYTWARZANIE BUDOWY ZŁOŻONEJ

W elektronice próżniowej najpierw wykonuje się konstrukcję urządzenia, a następnie uzyskuje się próżnię. W elektronice tranzystorowej proces ten jest odwrotny, gdyż punktem wyjściowym jest wytworzenie czystego i doskonałego kryształu. Otrzymuje się próbki germanu o gęstości zanieczyszczeń 10^{10} razy mniejszej niż gęstość atomów germanu. Gęstość zanieczyszczeń w germanie jest rzędu 10^{12} cm^{-3} , co odpowiada gęstości cząsteczek w próżni o ciśnieniu 10^{-4} Tr .

Najlepszym odpowiednikiem pompy próżniowej w półprzewodnikach jest metoda wytopu strefowego germanu [14, 15, 16].

Materiałem wyjściowym jest chemicznie czysty german, który z elektrycznego punktu widzenia jest bardzo zanieczyszczony domieszkami typu n i p, na przykład o gęstości rzędu 10^{16} cm^{-3} . Paleczkę germanową wkłada się do tygla i przesuwają przez cewkę grzejną, która powoduje topnienie germanu na małej jego długości. W czasie przesuwania germanu przesuwają się również wzdłuż paleczki strefa stopiona. Tak się składa, że z małymi wyjątkami prawie wszystkie donory i akceptory są bardziej rozpuszczalne w fazie ciekłej niż w fazie stałej germanu. Wobec tego atomy domieszkowe dążą do pozostania w strefie stopionej i materiał zestalający się po przesunięciu strefy stopionej jest bardziej czysty niż przed stopieniem.

Czystość germanu zwiększa się 2÷10-krotnie po 1-krotnym wytopie. Po kilkakrotnym wytopie czystość wzrasta w sposób geometryczny, tak że po pewnej liczbie wytopów otrzymujemy 1 atom zanieczyszczenia na 10^{10} atomów germanu.

Aby otrzymać idealne właściwości elektryczne, należy nie tylko zmniejszyć gęstość zanieczyszczeń, ale również zmniejszyć gęstość dyslokacji atomów germanu lub krzemu.

Próbka germanu otrzymana z wytopu strefowego jest polikryształem. Oznacza to, że w różnych częściach próbki pewne obszary atomów posiadają różną orientację. Na granicach obszaru o różnych orientacjach

powstają zniekształcenia sieci, które działają tak jak zanieczyszczenia chemiczne i centra rekombinacji.

Odpowiedni sposób przeprowadzenia wytopu strefowego pozwala na otrzymanie monokryształu. Najdogodniej jest jednak przeprowadzić wytop strefowy w celu oczyszczenia germanu, a następnie monokrystalizację w specjalnym urządzeniu [17].

Na rys. 11 przedstawiono tygiel grafitowy nagrzewany za pomocą cewki indukcyjnej. Krystalizacja jest zapoczątkowana przez zanurzenie do roztopionego germanu małego monokryształu — zarodka — wyciętego z uprzednio otrzymanego monokryształu lub z odpowiedniej części polikryształu. Wzrost monokryształu otrzymuje się przez powolne wyciąganie zarodka ku górze. Na zarodku, który jest zimniejszy od stopionego metalu, występuje zestalanie się germanu.

W zestalającym się germanie atomy układają się według orientacji uwarunkowanej orientacją zarodka. Przez odpowiednie regulowanie nagrzewania i szybkości wyciągania można otrzymać duży kryształ germanu o orientacji określonej przez zarodek. Stosuje się również obrót zarodka w trakcie wyciągania, aby uniezależnić się od ewentualnych wpływów nierównomiernego nagrzewania. W wyniku tego otrzymuje się monokryształ o kształcie bardziej symetrycznym.

W urządzeniu pokazanym na rys. 11 można w ciągu 20÷30 min otrzymać monokryształ o średnicy 25 mm i długości 100 mm. Monokryształ taki jest pokazany na rys. 12.

Rys. 11. Schemat urządzenia do wyciągania monokryształu

1 — wlot wodoru; 2 — mechanizm do wprowadzenia kulek; 3 — kulka; 4 — rura kwarcowa; 5 — uchwyt; 6 — zarodek; 7 — monokryształ; 8 — tygiel; 9 — termoelement; 10 — cewka grzejna

Należy zaznaczyć, że monokryształ nie jest dokładnie okrągły w przekroju, lecz wykazuje tendencję do przybierania przekroju kwadratowego. Dzieje się tak dlatego, że struktura diamentu, w której krystalizuje się german, jest budową sześcienną i atomy leżą w płaszczyznach równoległych do krawędzi sześciangu.

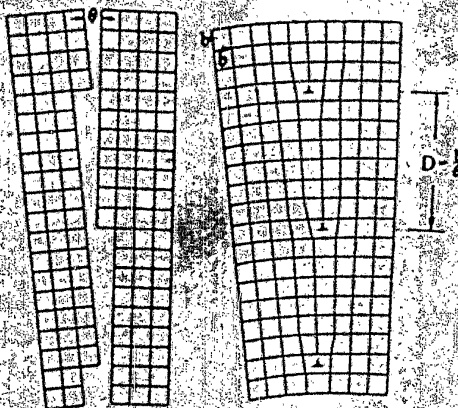
Otrzymywanie monokryształów ma zastosowanie nie tylko w elektronice półprzewodnikowej, lecz także przy naukowym poznawaniu nieprawidłowości w kryształach.

Przeprowadźmy teraz pewne badania granic w germanie. Badań tych nie można było przeprowadzić w materiale niemonokrystalicznym.

Jako jeden z przykładów rozpatrzmy tzw. granicę ziarn o małym kącie (small-angle grain boundary), która istnieje wówczas, gdy próbka germanu składa się z dwu obszarów o płaszczyznach atomowych skierowanych względem siebie pod małym kątem (rys. 13).



Rys. 12. Monokryształ germanu wyciągnięty w urządzeniu pokazanym na rys. 11



Rys. 13. Dwa kryształy o skreconych płaszczyznach krystalizacji — połączenie ich daje granicę ziarn o małym kącie

Na rys. 13a pokazano względną orientację obu kryształów. Gdy oba kryształy zbliżą się do siebie, będą się starały połączyć ze sobą jak najmocniej, w wyniku czego powstanie budowa uwidocznioma na rys. 13b [18, 19, 20].

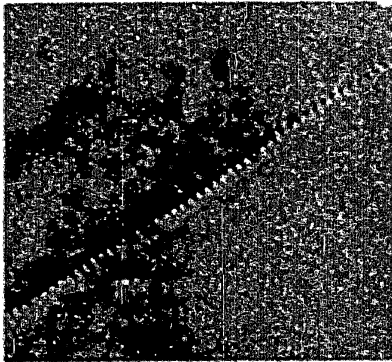
Jak widać, pewna liczba płaszczyzn atomowych musi się skończyć w miejscach oznaczonych odwróconą literą T. W tych miejscach atom na dole płaszczyzny nie będzie miał atomu sąsiedniego pod sobą, wskutek czego wiązanie będzie niekompletne. W kryształach trójwymiarowych atomy te będą tworzyły linię prostą.

Niekompletne wiązania działają jak centra rekombinacji tego samego rodzaju co akceptory. W wyniku tego granice kryształów germanu wytwarzają różne rodzaje zniekształceń elektrycznych, które w większości zastosowań są niepożądane.

W terminologii stosowanej przy omawianiu nieprawidłowości w kryształach szeregi atomów na krawędziach niekompletnej płaszczyzny są

zwane dyslokacjami. Dyslokacje są przedmiotem studiów w fizyce kryształów od wielu lat, ale dopiero w ostatnich pięciu latach były możliwe do przeprowadzenia doświadczenia, które dały dostateczne wyjaśnienie tego zagadnienia. Na przykład na granicy ziarn posiadających bardzo mały kąt można „zobaczyć” indywidualne dyslokacje. Jeżeli kąt między dwoma kryształami jest bardzo mały, to — rzecz jasna — że odległości D (rys. 13b) będą duże. W pewnych przypadkach zaobserwowano kąty mniejsze niż $0,01^\circ$, co w wyniku dawało odległość między dyslokacjami wynoszącą 10^{-4} cm. Odległość ta jest tak duża, że łatwo ją można zobaczyć przez mikroskop optyczny. Same dyslokacje mają wymiary atomowe i są za małe, aby mogły być obserwowane.

Pojedyncze dyslokacje mogą być uwidocznione przez chemiczne trawienie powierzchni kryształu germanu [21, 22]. W sąsiedztwie dyslokacji płaszczyzny atomów są trochę skrzywione, tak że wiązania atomowe w pewnych przypadkach są przerwane, a w innych ściśnięte. Dodatkowa energia w okolicy dyslokacji powoduje mniejszą odporność germanu na trawienie chemiczne. Energia ta jest sumą energii odkształcenia plastycznego, zgromadzonego w sąsiedztwie dyslokacji energii przerwanego wiązania na krawędzi samej dyslokacji.



Rys. 14. Linia wytrawionych dziurek odpowiadających dyslokacjom wzdłuż granicy ziarn o małym kącie

W wyniku tych zjawisk na dokładnie wypolerowanej powierzchni germanu, wyciętej prostopadle do granic ziarna i wytrawionej właściwymi odczynnikami, istnieje tendencja do tworzenia się w miejscu dyslokacji wgłębień, które mogą być oglądane przez mikroskop optyczny.

Na rys. 14 pokazano przykład takiej granicy kryształów, gdzie wgłębienia pochodzące od trawienia znajdują się w odległości około 10^{-4} cm [21]. Jeżeli patrzy się na inne części kryształu, widać kilka dodatkowych wgłębień na gładkiej powierzchni, będących skutkiem trawienia. Istnieją jednak duże obszary bez wgłębień. Oznacza to, że kryształ jest idealny z wyjątkiem możliwości zanieczyszczeń chemicznych, przypadkowych atomów germanu, które znajdują się w pozycjach międzywęzłowych, lub przypadkowych miejsc, z których atomy są usunięte.

W monokryształach pokazanych na rys. 16 na 10^{12} atomów jeden posiada nieprawidłowości w wiązaniach ze względu na dyslokacje lub zanieczyszczenia.

Rozważymy teraz, w jaki sposób dodanie domieszek chemicznych może być wykorzystane do otrzymania złącza p-n.

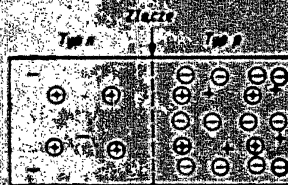
Złącze p-n można wykonać przez wyciąganie monokryształu w urządzeniu pokazanym na rys. 11 używając stopu zawierającego na przykład arsen, wskutek czego powstaje monokryształ typu n. W czasie wyciągania monokryształu do stopu dodaje się pewne dawki domieszek z trzeciej kolumny układu okresowego, na przykład ind [23]. Dodana ilość indu jest dużo większa niż ilość arsenu i materiał, który następnie została się, zawiera więcej akceptorów niż donorów. Jako następstwo zasady kompensacji kryształ, który tworzy się po dodaniu indu, jest typu p.

W ten sposób otrzymany kryształ posiada złącze p-n. Złącze to nie tworzy się między prostym materiałem typu n i p, jak było omawiane poprzednio, lecz posiada w obszarze typu p zarówno donory, jak i akceptory (rys. 15). Metodę tę stosuje się przy wykonywaniu diod złączowych i fotodiod czułych na światło oraz tranzystorów złączowych.

Inne metody stosuje się przy wykonywaniu struktur złożonych. W każdej z nich punktem wyjścia jest monokryształ germanu. Następnie dodaje się zanieczyszczenia bez podnoszenia temperatury do punktu topnienia. Jedną z tych metod jest znana jako stapianie i stosuje się ją przy wykonywaniu tranzystorów warstwowych. Postępowanie w tym przypadku jest następujące:

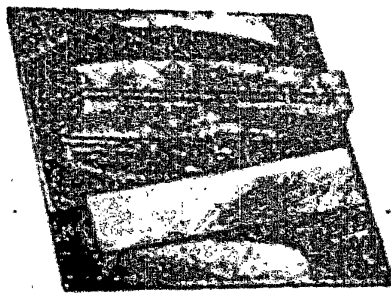
Na powierzchni płytki germanowej typu n umieszcza się małą kulke indu [24, 25, 26]. Zestaw ten ogrzewa się do temperatury wyższej niż temperatura topnienia, wskutek czego część germanu rozpuszcza się w indzie. Po obniżeniu temperatury rozpuszczony german zostaje i zatrzymuje atomy indu, tak że german w stanie stałym jest typu p. W wyniku tego german nierozpuszczony tworzy złącze p-n z germanem zrekrystalizowanym. Kulki indu mogą być użyte jako doprowadzenia elektrod do germanu typu p.

Kompensacja może być także wykonana bez rozpuszczania i rekrytalizacji germanu przez zastosowanie wyższych temperatur. Jeżeli donory lub akceptory stykają się z powierzchnią germanu, to w wyższej temperaturze mogą one przeniknąć do kryształu wskutek dyfuzji. Atomy domieszkowe dyfundując poruszają się ruchem Browna i wnikają do wnętrza kryształu. Stwierdzono, że jeżeli kryształ germanu lub krzemu znajduje się w parach donorów lub akceptorów w dostatecznie wy-



Rys. 15. Złącze p-n wytworzone przez wyciąganie monokryształu i kompensację

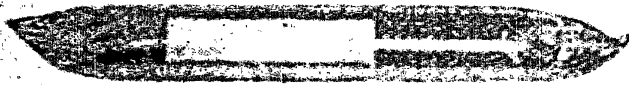
sokiej temperaturze przez wystarczający okres czasu, donory i akceptory dyfundują do wnętrza kryształu zgodnie z prawem dyfuzji. Jeżeli german nie jest zbyt zanieczyszczony przed dyfuzją, materiał typu n może być zamieniony na materiał typu p lub odwrotnie — przez wprowadzenie odpowiedniej atmosfery zanieczyszczeń.



Rys. 16. Monokryształ krzemu pocięty na płytki przed dyfuzją

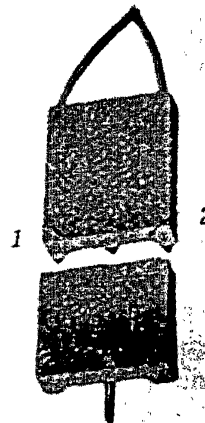
Na rys. 16 pokazano pierwszy etap wykonywania złącza $p-n$ w krzemie metodą dyfuzji [27, 28]. Na rysunku tym przedstawiono wlewek krzemu typu n umocowany na płytce szklanej i pocięty na płytki za pomocą tarczy diamentowej.

Na rys. 17 pokazano jedną z tych płytek zatopioną w rurce kwarcowej z niewielką ilością chlorku borowego BCl_3 . Rurkę kwarcową nagrzewa się do temperatury około $1000^\circ C$ przez 10 min. Część chlorku borowego roz-



Rys. 17. Płytkę krzemową zatopioną w rurce kwarcowej przeznaczoną do przeprowadzenia dyfuzji

Rys. 18. Metoda wykonywania połączeń do dyfuzyjnego złącza krzemowego
1 — cienka warstwa krzemu typu p na powierzchni; 2 — krzem typu n



łada się i na powierzchni krzemu tworzy się czysty bor, który dyfunduje do wnętrza wytwarzając cienką warstwę typu p . Złącze $p-n$ tworzy się tuż ponad powierzchnią krzemu całkowicie pokrywając płytkę krzemową.

Na rys. 18 pokazano metodę wykonywania połączenia elektrycznego do złącza $p-n$. Warstwa p jest usuwana z jednej strony płytki i przewód łączący przylutowuje się z tej samej strony płytki.

Złącza dyfuzyjne na krzemie są bardzo czułe fotoelektrycznie i są stosowane w bateriach słonecznych. Posiadają one również wybitne właściwości jako prostowniki.

DYFUZYJNE ZŁĄCZA KRZEMOWE

Dyfuzyjne złącza krzemowe tworzą się niezmiernie blisko powierzchni i dlatego są bardzo skuteczne w przypadku zastosowania ich do przemiany energii świetlnej na energię elektryczną [29, 30]. Stosuje się je również dlatego, że bariera potencjału w warunkach równowagi cieplnej jest wyższa niż w germanie.

Rozważmy najpierw wpływ grubości złącza, a właściwie warstwy p na powierzchni. Większość światła padającego na powierzchnię i posiadającego dostateczną energię do wytworzenia pary dziura-elektron jest absorbowana w odległości mniejszej niż 10^{-3} cm od powierzchni i wobec tego najwięcej par tworzy się w odległości około 10^{-4} cm. Odległość ta jest tak mała, że nośniki mniejszościowe mają duże prawdopodobieństwo osiągnięcia złącza p-n przed rekombinacją w centrum rekombinacji z nośnikami większościowymi.

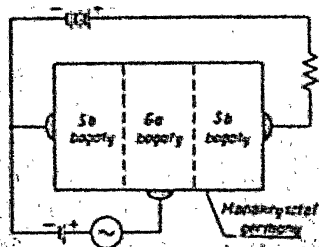
Doświadczalnie stwierdzono, że światło słoneczne daje napięcie w kierunku przewodzenia wynoszące około 0,5 V. Jeżeli złącze jest zwarte przez amperomierz na krótko, światło słoneczne daje prąd wynoszący około 60 mA/cm². Jeżeli złącze takie jest dopasowane do obciążenia optymalnego, otrzymuje się napięcie około 0,3 V i moc wyjściową około 10 mW/cm². Wobec tego 1 m² złącza krzemowego wystawiony na pełne działanie promieni słonecznych daje moc wyjściową około 100 W. Całkowita ilość energii słonecznej padająca na 1 m² wynosi około 1 kW, tak że złącze dyfuzyjne krzemowe zamienia energię słoneczną na energię elektryczną ze sprawnością wynoszącą 10%. Na złączach doświadczalnych uzyskiwano sprawność wynoszącą 12%.

Mała grubość dyfuzyjnego złącza krzemowego oraz duża szerokość pasma zabronionego umożliwia zastosowanie go jako prostownika dużych mocy. Na przykład dwa krążki krzemowe o średnicy około 12 mm połączone szeregowo zastosowane jako prostownik jednofazowy pozwalają uzyskać 300 W mocy wyprostowanej z sieci o napięciu 220 V. Moc strat z powodu prądu wstecznego nie wzrasta przy pracy w temperaturze dochodzącej do 200 °C.

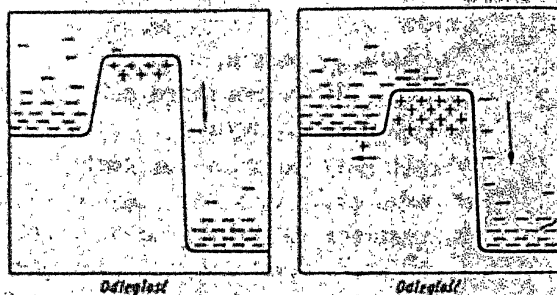
TRANZYSTORY WARSTWOWE [12, 31, 32]

Pod względem właściwości wzmacniających tranzystor warstwowy wykazuje duże podobieństwo do lampy próżniowej. Na rys. 19 pokazano tranzystor warstwowy n-p-n w układzie wzmacniającym. Do trzech warstw są wykonane styki nie prostujące. W warunkach pracy obszar

typu *n* z prawej strony jest nazywany kolektorem i jest spolaryzowany dodatnio w celu przyciągania elektronów. W wyniku tego między kolektorem a obszarem środkowym — bazą — istnieje polaryzacja wsteczna. Prąd płynący przez złącze spolaryzowane ujemnie może być kontrolowany przez sygnał wejściowy doprowadzony między bazę a obszar typu *n* z lewej strony, zwany emiterem. Polaryzacją złącza emitera kontroluje się przepływ elektronów do obszaru bazy. W rezultacie emiter działa w sposób przypominający działanie obszaru między katodą a siatką w lampie próżniowej. Elektrony, które wchodzi do obszaru bazy, mogą z dużym prawdopodobieństwem dyfundować do kolektora i wobec tego



Rys. 19. Budowa tranzystora warstwowego i polaryzacja dla pracy w układzie wzmacniającym



Rys. 20. Energia potencjalna elektronu w tranzystorze warstwowym n-p-n dla dwóch wartości polaryzacji złącza emitera

przepływ elektronów z emitera do kolektora może być regulowany przez zmianę napięcia na złączu emiter-baza. Działanie jego jest podobne do działania siatki w triodzie próżniowej.

Tranzystory warstwowe mogą być wykonywane różnymi metodami. Jedną z nich polega na wykonywaniu budowy złożonej w urządzeniu do wyciągania monokryształu w sposób zbliżony do stosowanego przy złączu p-n. W czasie wyciągania monokryształu do roztworu zawierającego antymon wprowadza się kulkę indu, a po kilku sekundach — kulkę antymonu. Część monokryształu wyciągnięta między wrzuceniem obydwóch kulek jest bogata w ind, w wyniku czego tworzy się monokryształ typu *p*. Druga kulka kompensuje wpływ dodanego indu i w rezultacie otrzymuje się monokryształ typu *n*. Z kryształu tego wycina się małe pręciki i wykonuje połączenia do elektrod.

Inna metoda jest metodą stopową. Po obydwóch stronach cienkiej płytki typu *p* umieszczone są kulki metalu zawierającego donory. Cały zestaw jest nagrzewany do takiej temperatury, że metal domieszkowy topi się i rozpuszcza małe ilości germanu. Następnie po ochłodzeniu ger-

man została się w metalu domieszkowym i wchodzi do budowy krystalicznej materialu bazy. Metoda ta jest stosowana przy produkcji większości tranzystorów.

Przebieg energii potencjalnej elektronu w pracującym tranzystorze pokazano na rys. 20. Na wykresie tym uwidoczniło zmiany energii potencjalnej elektronu na drodze od emitera do kolektora w tranzystorze spolaryzowanym jak na rys. 19. Polaryzacja ujemna na złączu kolektora wytwarza duży spadek napięcia. Zmiana polaryzacji złącza emitera powoduje zmianę wysokości bariery potencjału i wobec tego zmianę dyfuzyjnego prądu elektronów płynącego do bazy. Warstwa bazy jest bardzo cienka i zawiera mało centrów rekombinacji, wskutek czego istnieje dużo większe prawdopodobieństwo dyfuzji elektronu przez bazę i dojścia do złącza kolektora niż rekombinacji ich w bazie. W dobrze wykonanym tranzystorze warstwowym prąd dyfuzyjny elektronów przechodzących przez bazę do kolektora może być sto razy większy od prądu rekombinacji, tzn. że prąd wejściowy płynący do bazy przez doprowadzenie bazy może kontrolować sto razy większy prąd wyjściowy płynący do kolektora. Sytuacja ta nie jest wprawdzie tak korzystna jak w triodzie próżniowej, gdzie prąd siatkowy jest dużo mniejszy od prądu anodowego, niemniej jednak tranzystor warstwowo pracuje z dużą sprawnością.

Ze względu na napięcia zasilające tranzystor przewyższa każdą lampę próżniową, gdyż punkt pracy tranzystora może być wybrany przy napięciu w granicach 50÷100 mV. Takie napięcie tworzy barierę potencjału na złączu kolektora kilkakrotnie wyższą od napięcia cieplnego ($\frac{kT}{e} = 25 \text{ mV}$). W wyniku tego każdy elektron docierający do złącza kolektora przejdzie w dół bariery i nie ma szans powrotu.

Tranzystor warstwowo posiada prawie idealne charakterystyki pentodowe w zakresie nasycenia kolektora. W pewnych tranzystorach zmiany prądu przy zmianach napięcia na kolektorze w granicach od 100 mV do 10 V można pominąć.

Tranzystor warstwowo pokazany na rys. 19 i 20 jest jednym z często stosowanych typów tranzystorów. Tranzystory typu p-n-i-p oraz n-p-i-n są tranzystorami o małej pojemności między kolektorem a bazą, tzn. tetroda warstwowa jest specjalną odmianą tranzystora, w której przepływ prądu odbywa się tylko w małym obszarze bazy. Tranzystory tych typów są używane w obwodach drgań o częstotliwościach dochodzących do 1000 MHz.

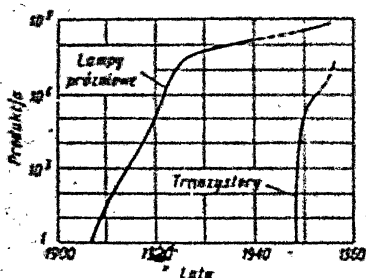
Tranzystory warstwowe mogą pracować w bardzo dużym zakresie mocy, który rozpoczyna się już od 1 μW , co jest związane z możliwością

pracy przy bardzo niskich napięciach. Ten sam tranzystor może również pracować przy napięciu 10 V i prądzie 10 mA, co daje 100000-krotny wzrost mocy. Tak szerokie granice mocy umożliwiają stosowanie znacznie mniejszej liczby typów tranzystorów niż lamp próżniowych.

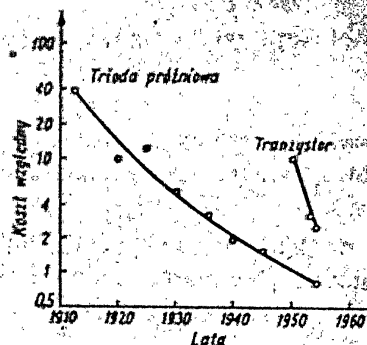
ZASTOSOWANIA

W Stanach Zjednoczonych Am. Płn. tranzystory mają głównie dwa zastosowania: w aparatach dla słabo słyszających i w przenośnych aparatach radiowych. Istnieje tam przeszło milion aparatów dla słabo słyszających, z czego około 1/3 pracuje przy zastosowaniu tranzystorów.

Produkcja tranzystorów odbywa się głównie przy zastosowaniu metody stopowej, a następnie metody wyciągania i podwójnego wprowadza-



Rys. 21. Roczna produkcja tranzystorów i lamp próżniowych



Rys. 22. Ceny triody próżniowej i tranzystora w zależności od czasu

nia domieszek. Tranzystory mają przewagę nad lampami próżniowymi, gdyż nie wymagają prądu żarzenia, a stosowane napięcie kolektora jest niższe niż w lampach elektronowych. Obliczono, że w Stanach Zjednoczonych oszczędza się na zużyciu baterii i trwałości tranzystorów w aparatach dla słabo słyszających około 50 mln dolarów rocznie.

Ostatnio opracowano dwa typy odbiorników przenośnych, w których zastosowano tranzystory. Pierwszy z nich jest najmniejszym odbiornikiem produkowanym na skalę przemysłową. Ma on 4 tranzystory zasilane z 22,5-woltowej baterii, która pracuje około 30 godz. Drugi model posiada dużo większy głośnik i konkuruje w barwie tonu z odbiornikami lampowymi. Jego 4 baterie 1,5-woltowe pracują 500 godz.

Na rys. 21 i 22 zilustrowano światowy rozwój produkcji lamp próżniowych i tranzystorów. Produkcja tranzystorów wynosi kilka milionów

sztuk rocznie, co odpowiada produkcji lamp w 1920 roku. Przewiduje się również, że koszt produkcji tranzystora zrówna się z kosztem produkcji lampy w 1957 roku. W związku z tym nastąpi prawdopodobnie dalszy szybki wzrost produkcji tranzystorów.

Przetłumaczył
Andrzej Kobus

WYKAZ LITERATURY

1. Shockley W.: Elektron and Holes in Semiconductors. New York 1950.
2. Lark-Horovitz K.: The New Electronics. Washington 1954.
3. Herold E. W. — *Journal of the Franklin Institute* 1955 s. 87.
4. Spenke E.: Elektronische Halbleiter. Berlin 1955.
5. Proceedings of the International Conference on Semiconductors — *Physica* 1954 s. 801.
6. Transistor Issue. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1283.
7. Scaff J. H., Theurer H. C., Schumacher E. E. — *Trans. Instn. Min. Engrs.* 1949 s. 383.
8. Bardeen J., Brittain W. H. — *Phys. Rev.* 1948 s. 230.
9. Haynes J. R., Shockley W. — *Phys. Rev.* 1949 s. 691.
10. Prince M. B. — *Phys. Rev.* 1953 s. 861, 1954 s. 1204.
11. Transistor Teachers' Summer School. — *Phys. Rev.* 1952 s. 1368.
12. Shockley W. — *Bell Syst. techn. J.* 1949 s. 435.
13. Goucher F. S., Pearson G. L., Sparks M., Teal G. K., Shockley W. — *Phys. Rev.* 1951 s. 637.
14. Pfann W. G. — *Trans. Instn. Min. Engrs.* 1952 s. 747.
15. Pfann W. G., Olsen K. M. — *Phys. Rev.* 1953 s. 322.
16. Pfann W. G., Olsen K. M. — *Bell Lab. Rec.* 1955 s. 201.
17. Teal G. K., Little J. B. — *Phys. Rev.* 1950 s. 647.
18. Burgers J. M. — *Proc. Phys. Soc.* 1940 s. 23.
19. Burgers J. M. — *Proceedings Koninklijke Nederlandsche Akademie van Wetenschappen* 1939 s. 293.
20. Bragg W. L. — *Proc. Phys. Soc.* 1940 s. 54.
21. Vogel F. L., Pfann W. G., Coffey H. G., Thomas E. E. — *Phys. Rev.* 1953 s. 480.
22. Shockley W., Read W. T. — *Phys. Rev.* 1949 s. 692.
23. Teal G. K., Sparks M., Buehler E. — *Phys. Rev.* 1951 s. 637.
24. Hall R. N., Dunlap W. C. — *Phys. Rev.* 1950 s. 467.
25. Hall R. N. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1512.
26. Saby J. S. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1358.
27. Fuller C. S., Ditzemberger J. A. — *J. Appl. Phys.* 1954 s. 1439.
28. Pearson G. L., Fuller C. S. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1954 s. 760.
29. Chapin D. M., Fuller C. S., Pearson G. L. — *J. Appl. Phys.* 1954 s. 676.
30. Chapin D. M., Fuller C. S., Pearson G. L. — *Bell Lab. Rec.* 1955 s. 241.
31. Shockley W., Sparks M., Teal G. K. — *Phys. Rev.* 1951 s. 151.
32. Pietenpol W. J., Wallace R. L. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1951 s. 753.

WYKAZ SKRÓTÓW CZASOPISM ZAGRANICZNYCH

- Ann. Radioélectr. — Annales de radioélectricité
 Arch. elektr. Übertragung — Archiv der elektrischen Übertragung
 Arch. techn. Messen — Archiv für technisches Messen
 Bell Lab. Rec. — Bell Laboratories Record
 Bell Syst. techn. J. — Bell System Technical Journal
 Brit. J. appl. Phys. — British Journal of Applied Physics
 Cathode Press — Cathode Press
 Electr. Commun. — Electrical Communication
 Electr. Engng. — Electrical Engineering
 Electron — Electron
 Electronic Appl. Bull. — Electronic Applied Bulletin
 Electronics — Electronics
 Elektronik — Elektronik
 Electronique — Electronique
 Electron. Engng. — Electronic Engineering
 Electron. Forum — The Electronics Forum
 Electron. Ind. — Electronic Industries
 Elektron. Messen — Elektronisches Messen
 Elektron. Rundsch. — Elektronische Rundschau
 Ericsson Rev. — Ericsson Review
 Feinwerktechnik — Feinwerktechnik
 Fernmelde-Ing. — Fernmelde-Ingenieur
 Fernmeldetechn. Z. — Fernmeldetechnische Zeitschrift
 Frequenz — Frequenz
 Funk u. Ton — Funk und Ton — Elektronische Rundschau
 Glasstechn. Ber. — Glasstechnische Berichte
 J. amer. ceram. Soc. — The Journal of the American Ceramic Society
 J. appl. Phys. — Journal of Applied Physics
 J. brit. Instn. Radio Engrs. — The Journal of the British Institution of Radio Engineers
 J. electrochem. Soc. — Journal of the Electrochemical Society
 the American Ceramic Society
 J. electron. — Journal of Electronics
 J. Inst. Metals — Journal of the Institute of Metals and Metallurgical Abstracts
 J. sci. Instrum. — Journal of Scientific Instruments
 J. Soc. Glass Technol. — Journal of the Society of Glass Technology
 Nachrichtentechnik — Nachrichtentechnik
 Nachrichtentechn. Z. — Nachrichtentechnische Zeitschrift
 Nucleonics — Nucleonics
 Onde électr. — L'onde électrique
 Philips Res. Rep. — Philips Research Reports
 Philips techn. Rev. — Philips Technical Review
 Phys. Rev. — Physical Review
 Powder Metall. Bull. — Powder Metallurgy Bulletin
 Proc. Instn. Electr. Engrs. — Proceedings of the Institution of Electrical Engineers
 Proc. Inst. Radio Engrs. — Proceedings of the Institute of Radio Engineers
 Radio-Electronics — Radio-Electronics
 Radio u. Fernsehen — Radio und Fernsehen
 RCA Rev. — RCA Review
 Rev. sci. Instrum. — Review of Scientific Instruments
 Slaboproudy Obz. — Slaboproudy Obzor
 Stiklo i Kieram. — Stiklo i keramika
 Sylvania Technol. — Sylvania Technologist
 Telefunken Ztg. — Telefunken Zeitung
 Tele-Tech. — Tele-Tech.
 Trans. amer. Inst. electr. Engrs. — Transactions of the American Institute of Electrical Engineers
 Trans. Inst. Radio Engrs. — Transactions of the Institute of Radio Engineers
 Vacuum — Vacuum
 Vacuum-Techn. — Vacuum-Technik
 Vide — Le vide
 Wireless Engr. — Wireless Engineer
 Wireless Wld. — Wireless World
 Z. angew. Physik — Zeitschrift für angewandte Physik
 Z. tiechn. Fiz. — Zhurnal tekhniczeskoj fiziki

PRZEGLĄD CZASOPISM

Począwszy od bieżącego numeru wprowadzony zostaje w „Elektronice” nowy dział „Przegląd czasopism”, w którym będą zamieszczane opracowania oraz analizy bibliograficzne aktualnych artykułów ukazujących się w zagranicznych czasopismach technicznych z dziedziny elektroniki.

Opracowania te i analizy mają na celu ułatwienie czytelnikowi interesującemu się danym zagadnieniem wyboru właściwych artykułów. Drugim zadaniem tego działu jest informowanie czytelnika o całokształcie prac i osiągnięć w dziedzinie elektroniki przez uwzględnienie jak największej liczby zagadnień i możliwie wyczerpujące opracowanie artykułów. Pozwoli to czytelnikowi na zapoznanie się z licznymi publikacjami o tematyce pokrewnej dziedzinie stanowiącej jego główne zainteresowanie.

Nazwy czasopism będą podawane w międzynarodową przyjętą skrótach, których wykaz umieszczono obok.

Parowanie baru i strontu z katody tlenkowej. Wooten L. A., Ruehle A. E., Moore G. E.: Evaporation of Barium and Strontium from Oxide-coated Cathodes — *J. appl. Phys.* 1955 Vol. 26 s. 44.

Parowanie składników warstwy emisyjnej jest zagadnieniem interesującym wszystkich mających do czynienia z produkcją lub badaniem katod tlenkowych. W czasie produkcji lamp elektronowych natrafia się często na trudności wywołane przez parujące składniki warstwy emisyjnej. Dlatego wydaje się rzeczą wskazaną podać niektóre wyniki badań dokonanych w laboratoriach firmy Bell (Stany Zjednoczone Am. Płn.) i opublikowane w pracy niniejszej.

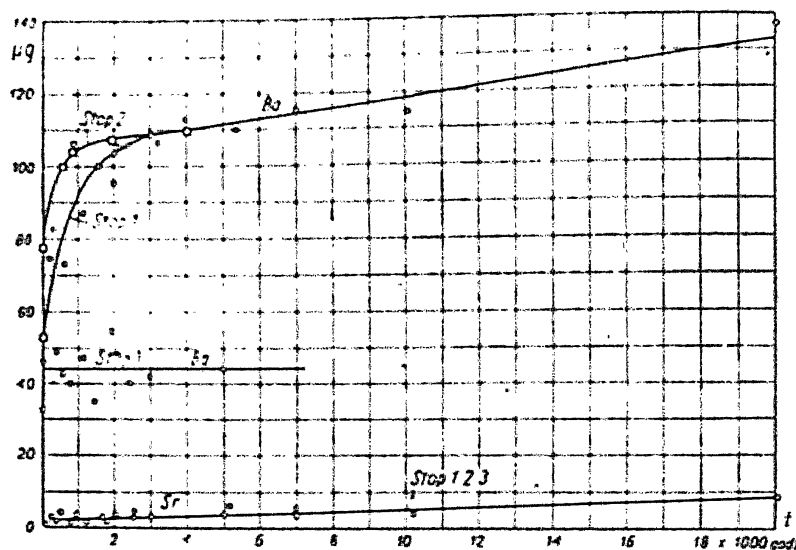
Do przeprowadzenia wyżej wymienionych badań zastosowano specjalną lampę z katodą niklową żarzoną bezpośrednio. Badania przeprowadzono na trzech rodzajach katod oznaczonych numerami 1, 2 i 3, wykonanych z niklu o różnej zawartości domieszek, przy czym pierwszy rodzaj niklu zawierał jako domieszkę 0,09% magnezu i 0,02% krzemu, drugi zaś rodzaj zawierał 0,12 Mg i 0,08% Si. Trzeci rodzaj niklu należał do bardzo czystych — posiadał minimalne ilości zanieczyszczeń: 0,005% Mg i 0,01% Si.

Na podstawie tych danych można powiedzieć, że pierwszy i drugi rodzaj stopu były stopami czynnymi, natomiast stop trzeci był typowym stopem katodowym biernym.

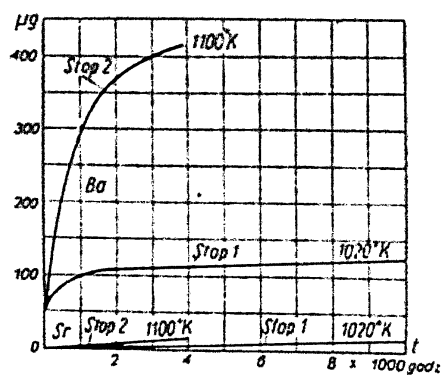
Drut katody był pokryty warstwą tlenków barowo-strontowych, przy czym tlenek barowy stanowił 38,7%. Temperatura katody w czasie pracy lampy wynosiła 1020°K.

Na rys. 1 przedstawiono wpływ składu niklu katodowego na parowanie baru i strontu w zależności od czasu pracy lampy. Stwierdzono, że

materiałem parującym jest przede wszystkim bar i tlenek barowy, przy czym 2% całkowitej ilości baru wyparowuje w postaci tlenku. Parowanie tlenku barowego następuje przede wszystkim podczas przemiany wę-



Rys. 1. Wpływ rodzaju niklu katodowego na parowanie baru i strontu w zależności od czasu pracy lampy



Rys. 2. Wpływ temperatury na ilość parującego baru i strontu z katody tlenkowej w czasie pracy lampy

glanów, gdy temperatura katody wynosi ok. 1300 °K Oprócz baru paruje również w niewielkiej ilości stront (5%) oraz tlenek strontowy (0,01%).

Przy stosowaniu stopów niklu oznaczonych Nr 1 i 2 można wyróżnić w czasie lampy dwa okresy. W ciągu pierwszego okresu wynoszącego

15. Stopień parowania baru z katody wyniosło $30-50 \mu\text{g cm}^2$ na 1000 godz. W czasie stopu przy pracy wyniosło ono tylko $2 \mu\text{g cm}^2$ na 1000 godz. Dla stopu oznaczonego Nr 3 (czyste) parowanie baru było znacznie mniejsze. Wynikało to przypuszczalnie z istnienia w niklu małej ilości domieszek redukujących, w wyniku czego produkcja metalicznego baru była niewielka.

Zmniejszenie się ilości parującego baru w przypadku zastosowania stopów czynnych (Nr 1 i 2) po około 2000 godz. pracy lampy był spowodowany przypuszczalnie powstaniem warstwy pośredniej ograniczającej stopniowo dyfuzję czynników redukujących.

W jaki sposób temperatura katody wpływa na parowanie baru, pokazano na rys. 2. Podwyższenie temperatury katody o 80°K spowodowało czterokrotne zwiększenie całkowitej ilości wyparowanego baru w ciągu 4000 godz. pracy lampy.

W czasie doświadczeń przeprowadzanych przez autorów zauważono interesujące zjawisko, o którym warto wspomnieć. Okazało się, że metaliczne zanieczyszczenia materiałów siatek lub anody mają znaczny wpływ na ilość baru parującego z katody. Stwierdzono, że wpływ zanieczyszczeń metalicznych na parowanie baru może być znaczny i może się ujawnić przede wszystkim w czasie pompowania lampy. Niestety, brak jest wyjaśnienia stwierdzonego zjawiska.

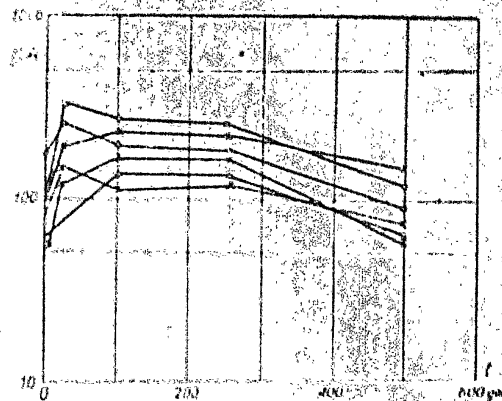
Opracował A. T.

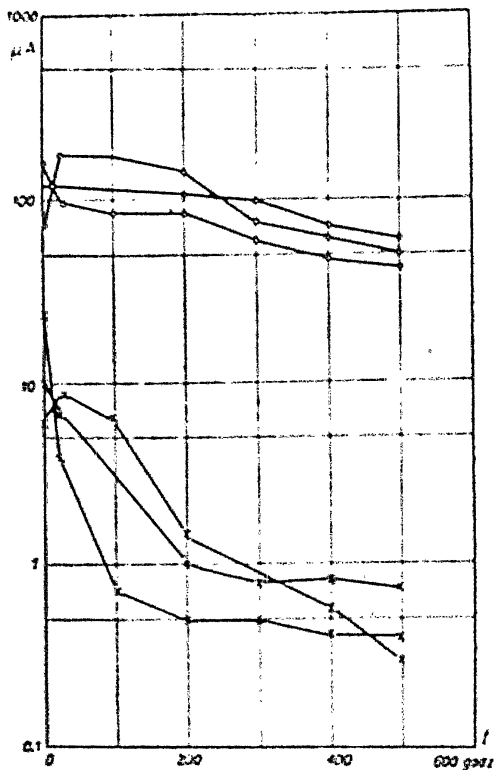
Zależność emisji elektronowej w lampie od zanieczyszczeń niklu anodowego. Levy I. E.: The Effect of Impurity Migrations on Thermionic Emission from Oxide Cathodes, — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1953 Vol. 41 s. 365.

Ogólnie istnieje mniemanie, że domieszki redukujące w niklu katodowym warunkują odpowiedni poziom emisji elektronowej. Wiadomo jest, że trudniej jest osiągnąć czynny stan katody w przypadku bardzo czystego niklu niż przy zastosowaniu niklu czynnego.

Interesujące doświadczenia dowodzące wpływu zanieczyszczeń w niklu anodowym na poziom emisji katody opisano poniżej.

Rys. 1. Emisja katod diod standardowych w zależności od czasu pracy lampy. Warunki na ramie trwałości: $U_s = 6,3 \text{ V}$; $U_a = 100 \text{ V}$; $R_a = 1000 \Omega$, $P_a = 2,5 \text{ W}$; $\times$ — nikiel bierny; $\circ$ — nikiel czynny





Rys. 2. Emisja katod diod standardowych dla dwu stopów katodowych w zależności od czasu pracy lampy
Warunki na ramie trwałości:
 $U_s = 6,3$ V; $U_a = 100$ V;
 $R_s = 1000$ Ω , $P_s = 2,5$ W;
X — niel bierny; O — niel czynny

Tablica 1

Procentowa zawartość domieszek w niklu stosowanym na katody diod

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Bierny	0,009	0,040	0,024	0,005	0,017	0,008
Czynny	0,024	0,096	0,095	0,035	0,023	0,035

Tablica 2

Procentowa zawartość domieszek w niklu katodowym określona na podstawie analizy dokonanej po upływie 500 godz pracy katod

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Bierny	0,04	0,06	0,02	0,01	0,02	0,01
Czynny	0,04	0,12	0,08	0,03	0,02	0,04

Podczas doświadczeń użyto diody standartowej opracowanej przez American Society for Testing Materials. Katody pewnej grupy tych diod wykonano z niklu czynnego. Na anody zastosowano nikiel o maksymalnej zawartości domieszek wynoszącej: 0,20% węgla, 0,25% miedzi, 0,30% żelaza, 0,35% manganu, 0,008% siarki, 0,20% krzemu i 0,04% magnezu. Drugą grupę diod stanowiły lampy w których zarówno katody, jak i anody były wykonane z niklu biernego. Skład chemiczny tego stopu był następujący: 0,1% C, 0,04% Cu, 0,05% Fe, 0,02% Mn, 0,005% S, 0,01 Si i ślady Mg. Pomiary emisji wykonano w warunkach niedożarzenia katody (temperatura katody wynosiła ok. 335 °C) oraz przy napięciu anodowym wynoszącym 4 V, co jest wartością niższą od potencjału krytycznego dysocjacji rozmaitych tlenków na anodzie. W tych warunkach za miarę emisji przyjęto prąd nasycenia.

Należało się spodziewać, że ze względu na różne ilości domieszek w niklu w poszczególnych grupach diod (tabl. 1) uzyska się odmienne wartości emisji dla każdej grupy. Pomiary emisji przeprowadzane w cza-

Tablica 3

Procentowa zawartość domieszek w niklu katodowym określona na podstawie analizy dokonanej po upływie 500 godz pracy katody w przypadku zastosowania na anody bardzo czystego niklu

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Bierny	0,01	0,038	ślady	0,008	0,008	ślady
Czynny	0,027	0,090	0,075	0,022	0,01	ślady

się próby trwałości nie wykazywały różnic w poziomie emisji (rys. 1). Wyniki analizy chemicznej katod (części pokrytych), wykonane po upływie 500 godz pracy, wykazywały zwiększenie się zawartości domieszek w katodzie. Dotyczyło to w szczególności krzemu, magnezu i żelaza (tabl. 2).

W trakcie następnych doświadczeń na anody zastosowano bardzo czysty nikiel, katody zaś były wykonane w jednym przypadku z niklu czynnego, a w drugim z bardzo czystego niklu (biernego). Rezultaty tych doświadczeń (rys. 2) wskazują, że anody wykonane z bardzo czystego niklu nie wpływają na poziom emisji. Różnice w poziomie emisji dla obydwu rodzaju katod ujawniły się w tym przypadku w całej pełni. Wyniki analizy chemicznej potwierdziły wnioski wyciągnięte na podstawie pomiarów emisji (tabl. 3).

Na podstawie powyższych badań autor sugeruje pewną migrację zanieczyszczeń z anody do katody. Mechanizm tego zjawiska nie jest jeszcze znany.

Na zakończenie warto dodać, że wpływ migracji zanieczyszczeń może zaważyć na wartościach badań kontrolnych niklu katodowego przy zastosowaniu diod standartowych. I z tego powodu warto zwrócić uwagę na opisane wyżej zjawisko.

Opracował: A. T.

Subtelna siatka do telewizyjnych lamp analizujących. Prechlik J., Bachar J.: Lampa siatka pro sondaży elektroniki. *Słaboprądowy Obz.* 1956 Nr 4 s. 213.

Nadzwyczaj subtelne siatki znalazły zastosowanie w lampach analizujących: superikonoskopie, widokonie i superortikonie. Wymiary oczek oraz średnica drutu muszą być tak małe, żeby nie były widoczne w analizowanym obrazie oraz żeby zmniejszyły czułości lamp analizujących. Po uwzględnieniu różnych parametrów lamp stosuje się obecnie siatki o wymiarach oczka $40 \times 40 \mu$ i średnicy drutu $8-10 \mu$. Siatka taka ma 52500 oczek na 1 cm^2 i przepuszcza 75% światła. Wymiary jej wynoszą $50 \times 50 \text{ mm}$. Wykonuje się ją w sposób następujący:

Na dokładnie wypolerowaną płytkę szklaną nakłada się specjalny lakier, na którym po wypaleniu nacina się odpowiednie rowki. Następnie trawi się matrycę kwasem fluorowodorowym aż do otrzymania w szkle dostatecznie głębokich bruzd. Po usunięciu lakieru na matrycę nakłada się przez naparowywanie lub napyłanie w próżni warstwę metalu, najczęściej palladu. Z powierzchni matrycy sciera się dokładnie nałożony metal, a tkwiące w bruzdach żeberka siatki pogrubia się elektrolitycznie. Tak wykonaną siatkę odkleja się pod wodą, suszy i oprawia w metalową ramkę.

Opracował Z. Jelonk

WARUNKI PRENUMERATY „ELEKTRONIKI”

Zamówienia i przedpłaty na prenumeratę „Elektroniki” przyjmują Urzędy Pocztowe i listonosze. Instytucje i zakłady pracy mające siedzibę w miejscowościach, w których znajdują się oddziały względnie delegatury „Ruchu”, zamawiają prenumeratę w tychże jednostkach „Ruchu”.

Instytucje centralne zamawiające prenumeratę dla podległych im jednostek terenowych w skali krajowej zgłaszają zamówienia do Centrali Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch”, Warszawa, ul. Srebrna 12, konto PKO 1-6-100020.

Cena w prenumeracie:

kwartalnie zł 18.—, półrocznie zł 36.—, rocznie zł 72.—.

Termin zgłaszania przedpłat:

do dnia 10-go miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Zlecenie na wysyłkę wydawnictw polskich za granicę przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch”, Warszawa, ul. Wileńska 46.

ELEKTRONIKA

BIULETYN TECHNICZNY
PRZEMYSŁOWEGO INSTYTUTU ELEKTRONIKI
ORAZ
ZAKŁADÓW WYTWÓRCZYCH LAMP ELEKTRYCZNYCH
IM. RÓŻY LUKSEMBURG



WARSZAWA — STYCZEŃ — 1957.

ROK III

NR 1 (15)

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Przewodniczący
doc. mgr inż. Wiesław Bartolcz

Członkowie

mgr inż. Florian Fortunko	mgr inż. Kazimierz Malikowski
mgr inż. Emil Gruszczyński	mgr Kazimiera Morkowska
mgr inż. Jan Hennel	mgr Stanisław Morkowski
mgr inż. Maurycy Hüttner	mgr inż. Kazimierz Orłowski
mgr inż. Henryk Poniewierski	

SPIS TREŚCI

K. Mücke — Właściwości fotokatod półprzewodnikowych (Część pierwsza)	3
W. Shockley (tłum. A. Kobus) — Zjawiska fizyczne w tranzystorach	7
Wykaz skrótów czasopism zagranicznych	24
Przegląd czasopism	35

Redaktor naczelny mgr inż. Jan Baranowski
Sekretarz redakcji Jerzy Chlebiński

Okladkę projektował Czesław Kasprzak

Wydawca: Przemysłowy Instytut Elektroniki w Warszawie. Adres Redakcji: Warszawa, ul. Karolkowa Nr 22/44, tel. 32-02-81, wewn. 312. Ark. wyd. 3,3. Ark. druk. 3,325/A. Format B5. Papier ilustracyjny klasy V, 70 g/m², 700 X 1000/16. Maszynopis oddano do składu 5.XII.1956. Podpisano do druku 15.II.1957. Druk ukończono 20.II.1957. Nakład 1200 egz. Cena egz. zł 6.— Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa. Zam. 1773c/56. B-11

KAZIMIERZ MIKKE

621.3.032.217:621.315.592

WŁAŚCIWOŚCI FOTOKATOD PÓLPRZEWODNIKOWYCH

(Część pierwsza)

W artykule omówiono ogólnie zjawisko fotoelektryczne, wyszczególniono możliwości zastosowań przyrządów fotoelektrycznych oraz podano właściwości fotokatod półprzewodnikowych.

WSTĘP

Półprzewodniki od szeregu lat odgrywają dużą rolę w różnych dziedzinach elektroniki. Między innymi wchodzi one w skład katod lamp elektronowych. Zastosowanie termokatod półprzewodnikowych pozwoliło na zwiększenie wydajności termokatod od ok. $6 \cdot 10^{-2}$ do 2 A/W przy pracy ciągłej i do ok. 100 A/W przy pracy impulsowej. Fotokatody półprzewodnikowe umożliwiły przesunięcie granicy długofalowej zjawiska fotoelektrycznego z $0,5$ do ok. 2μ . Jednocześnie została zwiększona około stukrotnie czułość fotokatod.

Zespolenie w jednym przyrządzie fotokatody półprzewodnikowej i półprzewodnikowych katod wtórnych umożliwiło konstrukcję nowoczesnych powielaczy fotoelektronowych. Ich współczynnik zwielokrotnienia wynosi $10^6 - 10^9$, co pozwala na wykrywanie za ich pomocą sygnałów świetlnych o wartości strumienia rzędu 10^{-16} lm , czemu odpowiada 1 kwant na sekundę.

ZAKRES STOSOWANIA PRZYRZĄDÓW FOTOELEKTRYCZNYCH

Zakres stosowania przyrządów elektronowych został znacznie rozszerzony z chwilą, gdy w technice pojawiły się przyrządy fotoelektryczne. Powstała możliwość wykorzystania zjawisk świetlnych w urządzeniach elektrycznych i odwrotnie — zastosowanie przyrządów elektrycznych do celów optyki.

Przyrządy fotoelektryczne pozwoliły wykorzystać w urządzeniach elektronicznych dwa nowe parametry, a mianowicie: natężenie i rozkład

widmowy światła. Zastosowanie wiązki światła jako czynnika kontrolującego w licznych przemysłowych urządzeniach automatyzacji jest sposobem pewnym, dogodnym i tanim. Wykorzystanie metod fotoelektrycznych do wykrywania obiektywnych pomiarów światła pozwoliło uzyskać dokładność i szybkość pomiarów nieosiągalnych przy stosowaniu wszelkich innych metod.

Typowymi funkcjami wykonywanymi przez przyrządy fotoelektryczne są:

a) przetwarzanie sygnałów świetlnych widzialnych lub niewidzialnych na sygnały elektryczne (np. urządzenia dźwiękowe kinowe, zabezpieczenia, większość urządzeń automatycznej kontroli procesów produkcyjnych, sygnalizacja świetlna, sygnalizacja przy zastosowaniu promieniowania podczerwonego);

b) pomiar natężenia światła (fotometria obiektywna w zakresie widzialnym oraz w zakresie podczerwieni i nadfioletu, a w szczególności pomiary bardzo małych strumieni świetlnych);

c) rejestracja zmian składu widmowego światła (kolorymetria i piro-metria);

d) przetwarzanie obrazu świetlnego na szereg sygnałów elektrycznych (elektronowa analiza obrazów telewizyjnych);

e) przetwarzanie obrazu świetlnego na obraz świetlny w dogodniejszym obszarze widmowym (noktowizacja, dopasowywanie powielaczy elektronowych do widma badanego promieniowania);

f) liczenie błysków świetlnych o bardzo małym natężeniu (liczniki scyntylacyjne, liczniki promieniowania Czerenkowa).

Przyrządy fotoelektryczne emisyjne dzielą się na następujące główne typy:

- a) fotonówki próżniowe i gazowane,
- b) powielacze fotoelektronowe,
- c) przetworniki obrazowe,
- d) telewizyjne lampy analizujące.

Przyrządy fotoelektryczne emisyjne przewyższają pod wieloma względami przyrządy fotoelektryczne voltaiczne i oporowe. Ustępują im tylko pod względem uczulenia na promieniowanie podczerwone.

PODSTAWY DZIAŁANIA PRZYRZĄDÓW FOTOELEKTRYCZNYCH EMISYJNYCH

Zjawisko fotoelektryczne

Zjawisko fotoelektryczne jest to zjawisko oddziaływania promieniowania świetlnego (widzialnego lub niewidzialnego). Rozróżnia się następujące zjawiska fotoelektryczne:

- a) zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne,
- b) zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne,
- c) zjawisko fotowoltaiczne.

Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne (emisja fotoelektronowa) jest to emisja elektronów z powierzchni oświetlonych występująca wskutek absorpcji promieniowania świetlnego.

Zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne jest to zjawisko powstawania nośników prądu (dziur w pasmie podstawowym, a elektronów w pasmie przewodnictwa) występującego wskutek absorpcji promieniowania świetlnego. Przejawia się ono w zmianie przewodności materiału przy oświetleniu.

Zjawisko fotowoltaiczne polega na powstawaniu siły elektromotorycznej w obwodzie zawierającym materiał oświetlony.

Prawa emisji fotoelektronowej

Równanie Einsteina dla emisji fotoelektronowej

Jeżeli oświetla się fotokatodę światłem o częstotliwości f , to maksymalna energia wyrwanych z niej elektronów jest określona wzorem Einsteina

$$\frac{1}{2}mv^2 = hf - A \quad (1)$$

w którym A oznacza zewnętrzną pracę wyjścia elektronów z fotokatody.

Zgodnie z równaniem Einsteina emisja fotoelektronowa może występować zatem tylko wówczas, gdy spełniony jest warunek

$$hf \geq A$$

WSTĘP

Dla ułatwienia zrozumienia niniejszego artykułu zostanie przeprowadzone porównanie między elektroniką lamp próżniowych a elektroniką tranzystorów.

Podstawą elektroniki próżniowej jest możliwość wytworzenia dostatecznie wysokiej próżni. W elektronice próżniowej ośrodkiem, w którym zachodzą wszelkie zjawiska, jest idealna próżnia zawierająca cząstki takie jak atomy, jony dodatnie i elektrony. Natomiast w elektronice tranzystorowej ośrodkiem jest idealna sieć krystaliczna²⁾ zniekształcona przez większą liczbę rodzajów cząstek niż w elektronice próżniowej. Oprócz ładunków ujemnych mamy tu do czynienia z ładunkami dodatnimi (tzw. dziurami) oraz z jonami obu znaków. Jony te odgrywają rolę podobną do roli jonów w gazach, które neutralizują ładunek przestrzenny i zmniejszają pole elektryczne. W elektronice tranzystorowej jony te wchodzi również w skład budowy metalicznej.

Zjawiska występujące w elektronice tranzystorowej zależą od obecności różnego rodzaju zakłóceń w idealnym kryształ. Zakłócenia te będziemy nazywali nieprawidłowościami³⁾.

Aby zrozumieć podstawowe zjawiska fizyczne w tranzystorach, należy koniecznie podać pewne zasadnicze wiadomości o pięciu podstawowych nieprawidłowościach.

¹⁾ The Forty-sixth Kelvin Lecture — Transistor Physics — Proc. Instn. Electr. Engers, 1936 Part B Nr 7.

²⁾ Przez idealną budowę krystaliczną należy rozumieć idealny układ atomów (przyp. tłum.).

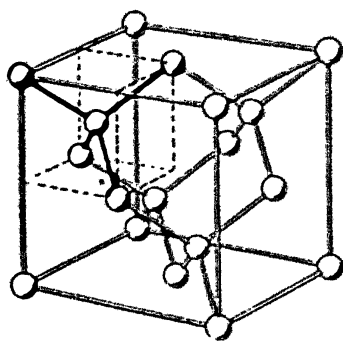
³⁾ Wyrażenie „nieprawidłowość” przyjęto jako tłumaczenie angielskiego wyrazu „imperfection” oznaczającego w sposób bardzo ogólny zakłócenie sieci krystalicznej. Bliższe omówienie nieprawidłowości znajduje się poniżej (przyp. tłum.).

W dalszym ciągu artykułu zostanie wprowadzone pojęcie tych pięciu podstawowych nieprawidłowości i będą opisane ich najważniejsze właściwości. Następnie zostanie omówiona technologia kontroli nieprawidłowości konieczna do wytworzenia odpowiedniej złożonej budowy półprzewodnika.

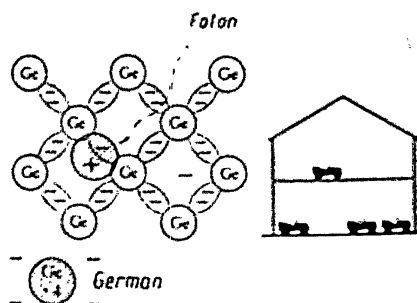
Istnieje szereg materiałów, które mogą być stosowane w elektronice tranzystorowej. Omawiać będziemy jednak tylko german i krzem, gdyż badania tych pierwiastków są najdalej posunięte a otrzymane wyniki najlepsze. Poprzednio prace badawcze były prowadzone głównie nad germanem, natomiast obecnie bada się przede wszystkim krzem. Z tych dwu pierwiastków german jest łatwiejszy do oczyszczania i kontroli, ale krzem ma szereg istotnych zalet. Przede wszystkim ma on bardziej zwartą budowę atomową niż german, wskutek czego wymagana jest wyższa temperatura topnienia. W związku z tym powstają pewne trudności przy wykonywaniu tygli do wytapiania krzemu, ale budowa krzemu w przeciwieństwie do budowy germanu umożliwia pracę w wyższych temperaturach.

PIĘĆ PODSTAWOWYCH NIEPRAWIDŁOWOŚCI

Na rys. 1 pokazano idealną budowę sieci krystalicznej diamentu. Krzem i german mają budowę analogiczną. Atomy tych pierwiastków są czterowartościowe, tzn. że każdy atom ma cztery dosyć luźno związane



Rys. 1. Rozmieszczenie atomów w siatce diamentu



Rys. 2. Uwolnienie elektronu z wiązania atomowego przez absorpcję fotonu

ze sobą elektrony, które mogą brać udział w wiązaniach chemicznych. Czterowartościowość atomów węgla, germanu lub krzemu prowadzi do wiązań chemicznych z czterema sąsiednimi atomami. Jak widać na rys. 1, atom wyodrębniony w celu ułatwienia rozważań jest otoczony symetrycznie czterema sąsiednimi atomami; wszystkie atomy w sieci

krystalicznej diamentu są otoczone podobnie. Każde wiązanie zawiera dwa elektrony, po jednym z każdego atomu połączonego.

Sieć krystaliczna pokazana na rys. 1 jest izolatorem, gdyż ustawienie atomów jest idealne, a wszystkie elektrony tworzą wiązania kowalencyjne. W sieci takiej, będącej w polu elektrycznym, elektrony nie przenoszą prądu elektrycznego. Aby kryształ był przewodzący, należy wprowadzić do jego budowy nieprawidłowości. Można to uczynić kilkoma sposobami.

Na rys. 2 pokazano pierwszy sposób wprowadzania nieprawidłowości do budowy elektronowej kryształu germanu lub krzemu. Do kryształu wprowadza się kwant światła, zwany fotonem. Jeżeli foton posiada dostateczną energię, może on przerwać jedno z wiązań walencyjnych przez wyrwanie elektronu i przerzucenie go w inne miejsce. W tych zmienionych warunkach elektron staje się elektronem nadmiarowym.

Tablica 1

Oznaczenia stosowane dla pięciu podstawowych nieprawidłowości

Nazwa	Symbol	Gęstość [cm ⁻³]
Elektron (nadmiarowy)	+	n_h
Dziura	□	—
Centrum rekombinacji	⊕	n_d
Donor	⊖	n_a
Akceptor	—	n_a

Po elektronie pozostaje niekompletne wiązanie walencyjne. W języku fizyki półprzewodników takie, niezupełne wiązanie nazywa się dziurą. Rzecz oczywista, że otoczenie dziury odpowiada ładunkowi dodatniemu, gdyż przed wyrwaniem elektronu z wiązania w obszarze tym istniała równowaga ładunków.

W tabl. 1 podano nazwy pięciu podstawowych nieprawidłowości, ich symbole graficzne oraz oznaczenia ich gęstości.

W fizyce półprzewodników kilka najbardziej podstawowych zagadnień dotyczy szczególnych właściwości dziur i elektronów. Dziury i elektrony można potraktować jako cząstki elementarne. Elektrony nadmiarowe poruszają się w kryształach ruchem Browna; przebiegają one pewną średnią drogą swobodną w czasie między poszczególnymi zderzeniami z jonami. Ruch cieplny atomów w sieci wywołuje drgania elektronów, co ogranicza średnią drogę swobodną, czyli wielkość, która określa oporność elektryczną półprzewodnika.

Jeżeli do półprzewodnika o temperaturze pokojowej wprowadzimy grupę elektronów, to zaczną się one rozprzestrzeniać w kryształach ruchem bezładnym. Jeżeli następnie w kryształach wytworzymy stałe pole elektryczne, na ruch elektronów będzie działała stała siła odpowiadająca natężeniu pola elektrycznego, pod wpływem której elektrony będą unoszone. Wystąpi wówczas przepływ ładunku elektrycznego, a więc popłynie prąd. Jak widać z powyższego, nośnikami prądu w kryształach są elektrony nadmiarowe.

Słowa dyfuzja używa się na określenie bezładnego ruchu cząstki w wyniku ruchu cieplnego; słowo unoszenie oznacza ruch uporządkowany w wyniku działania pola elektrycznego. W większości przypadków ruchy te są addytywne, tak że ruch wypadkowy jest sumą obu zjawisk. Ruch unoszenia jest ilościowo określany przez ruchliwość. Prędkość unoszenia jest wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego, gdzie współczynnikiem proporcjonalności jest ruchliwość. Na przykład elektrony w germanie w temperaturze pokojowej w polu o natężeniu 1 V/cm są unoszone z prędkością wynoszącą 3900 cm/s, co oznacza, że ruchliwość elektronów w germanie jest równa 3900 cm²/Vs. Stałą dyfuzji mierzy się w centymetrach kwadratowych na sekundę. Jest ona w prosty sposób powiązana z ruchliwością — obowiązuje tu równanie

$$D = u k T$$

w którym: D — stała dyfuzji [eV]; u — ruchliwość; k — stała Boltzman-
na, T — temperatura [°K].

Fakt, że prędkość unoszenia jest wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego, jest podstawą prawa Ohma i prowadzi do wniosku, że prąd jest wprost proporcjonalny do napięcia. Przy dużych natężeniach pola elektrycznego w germanie proporcjonalność nie jest zachowana — prawo Ohma nie jest spełnione.

Gdy elektron jest pobudzony ze stanu normalnego w budowie pasmowej do wyższego stanu energetycznego (rys. 2), w kryształach tworzy się dziura w niższych stanach energetycznych. Dziura ta może się również poruszać w kryształach. Jej właściwości są podobne do właściwości elektronu; może być więc traktowana jako cząstka poruszająca się ruchem Browianowym i posiadająca średnią drogę swobodną.

Jeżeli idealny półprzewodnik (który jest izolatorem) jest oświetlony (rys. 2), generują się pary dziura-elektron i kryształ stanie się przewodnikiem. Z chwilą gdy kryształ znajdzie się w polu elektrycznym, będą w nim płynęły zarówno elektrony, jak i dziury. Dziury jako naładowane dodatnio poruszają się w kierunku pola elektrycznego, podczas gdy elektrony poruszają się w kierunku przeciwnym.

Rzecz jasna, że zjawisko uwidocznione na rys. 2 będzie powodowało wzrost przewodności kryształu germanu i krzemu ze względu na zwiększenie się liczby nośników prądu. Taki wzrost przewodności wskutek naświetlania jest znany jako zjawisko przewodnictwa fotoelektrycznego. Jeżeli źródło światła zostanie usunięte, zjawisko przewodnictwa fotoelektrycznego zaniknie, pary dziura-elektron zrekombinują¹⁾, elektrony zajmą miejsca dziur i nastąpi powrót do kryształu idealnego. Chociaż przewodność maleje po usunięciu oświetlenia, nie osiągnie nigdy wartości równej zero, gdyż istnieje prawo działania mas, które rządzi gęstością dziur i elektronów. Prawo to dla półprzewodników wyraża się równaniem

$$n, n_h = 10^{19} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (1)$$

w którym: n — gęstość elektronów; n_h — gęstość dziur; $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ — współczynnik Boltzmanna.

W związku z zasadą zakazu Pauliego równanie (1) musi być zmodyfikowane dla gęstości nośników większych niż 10^{19} cm^{-3} . Czynniki zależny od temperatury $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ równa się podstawie logarytmów naturalnych podniesionej do ilorazu dwóch energii, przy czym: W — energia potrzebna do wytworzenia pary dziura-elektron, kT — energia cieplna.

Prawo ekwipartycji energii określa, że cząstka elementarna bez względu na masę i ładunek bierze udział w tej samej części w średnim ruchu cieplnym w danej temperaturze, a wielkość ruchu cieplnego jest wprost proporcjonalna do temperatury w skali bezwzględnej. Stała proporcjonalności k jest znaną stałą Boltzmanna. Wykładnik $\exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$ jest znany jako wykładnik Boltzmanna. Z równania (1) widać, że w temperaturach niskich wykładnik ma dużą wartość ujemną, tak że iloczyn n, n_h ma małą wartość wówczas, gdy w temperaturach bardzo wysokich czynniki wykładnicze dąży do jedności.

Wykładnik Boltzmanna odgrywa wielką rolę w fizyce i w elektronice tranzystorowej. Rozwiązuje on sprzeczność między dążeniem cząstek do utraty energii i zejścia do niższych stanów energetycznych z jednej strony a tendencją działania cieplnego w kierunku podniesienia cząstki do wyższego stanu energetycznego z drugiej strony. W równaniu (1)

¹⁾ Rekombinacja jest to zjawisko odwrotne do generacji; polega ono na neutralizacji ładunków dziury i elektronu (przyp. tłum.).

została podkreślona zależność temperaturowa wykładnika Boltzmanna. Gdy temperatura podwyższa się, wówczas elektrony z najniższych stanów energetycznych w atomie mają tendencję do przechodzenia na wyższe stany, gdzie istnieją jako elektrony nadmiarowe. Zależność wykładnika Boltzmanna od energii będzie rozpatrywana na innym miejscu, a mianowicie przy porównaniu germanu i krzemu, a następnie przy rozpatrywaniu sposobu, w jaki wykładnik Boltzmanna może być zastosowany do analizy wpływu pola elektrycznego.

Jeżeli kryształ umieścimy w polu elektrycznym, jego elektrony nadmiarowe oraz dziury będą miały różne energie w różnych częściach kryształu. Niekiedy pole elektryczne powstaje w warunkach równowagi cieplnej. W tych warunkach zmiany gęstości nośników w różnych miejscach zależą od zmian zachodzących we współczynniku Boltzmanna w zależności od zmian energii. W innych przypadkach doprowadzone napięcie zewnętrzne powoduje zmiany w energii i odpowiednie zmiany w gęstości nośników. Zmiany wywołane napięciem są przyczyną powstawania prądów, a zależność prądu od napięcia doprowadzonego może być wyrażona w sposób bardzo prosty we współczynniku Boltzmanna. Zastosowania te będą dyskutowane poniżej w związku z opisem złącza p-n i tranzystorów warstwowych.

Dla uproszczenia obliczeń jako jednostkę energii w równaniu (1) stosuje się elektronowolt. Elektronowolt jest to energia, którą elektron nabywa przy przejściu różnicy potencjałów 1 V. Czynniki kT w temperaturze pokojowej ma wartość około 25 mV lub $1/40$ eV. Często dogodnie jest wyrażać energię bezpośrednio w woltach, wobec czego wprowadzono oznaczenie e na jednostkę ładunku elektronowego.

Wykładnik Boltzmanna może być też napisany w sposób następujący:

$$e^{\frac{eU}{kT}} = \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) = \exp \frac{U}{1/40} = \exp 40 U \quad (2)$$

gdzie wartość $1/40$ odpowiada temperaturze pokojowej, a kT/e wyrażono w woltach.

Przewagę krzemu nad germanem w temperaturach wyższych można łatwo wyjaśnić przy pomocy równania (1). Wartości energii W są w przybliżeniu równe 0,7 eV dla germanu i 1,1 eV dla krzemu. Wartości iloczynu $n_e n_h$ w temperaturze pokojowej dla germanu i krzemu są określone równaniami:

$$n_e n_h = 10^{28} = 10^{38} \cdot 10^{-10}; W_{Ge} = 0,7 \text{ eV} \quad (3)$$

$$n_e n_h = 10^{19} = 10^{38} \cdot 10^{-19}; W_{Si} = 1,1 \text{ eV} \quad (4)$$

W czystych próbkach germanu jedynymi istniejącymi ładunkami są elektrony i dziury. Gęstości ich muszą być równe, gdyż nawet najmniejsza nierówność gęstości ładunków powoduje powstanie pola elektrycznego, które wywoła przepływ prądu i zneutralizowanie nierówności gęstości ładunków (brak równowagi może istnieć w bardzo małych objętościach — patrz niżej). Przyjmując zatem $n_e = n_h$ należy stwierdzić, że n_e i n_h równają się około 10^{13} cm^{-3} w germanie i $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ w krzemie. Wobec tego czysty krzem ma około 3000 razy mniejszy prąd nośników w temperaturze pokojowej niż german, a więc i odpowiednio mniejszą przewodność.

Dla równych gęstości nośników w czystych próbkach temperatura bezwzględna krzemu może być wyższa niż germanu w stosunku 1,1 : 0,7. W tranzystorach zjawisko to nie jest tak wyraźne, jednak przewaga krzemu pod względem zastosowania w temperaturach wyższych jest oczywista.

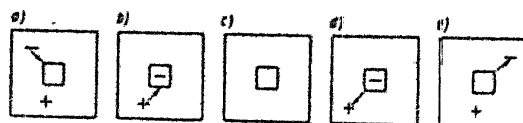
Przewodność wynikająca z równowagi cieplnej koncentracji dziur i elektronów jest znana jako przewodność samoistna. Jest to przewodność kryształu idealnego bez żadnych domieszek i dyslokacji oraz bez oświetlenia. W przypadku usunięcia źródła światła (patrz rys. 2), które wywołuje powstanie zjawiska przewodnictwa fotoelektrycznego w germanie, wartość n_e i n_h zmniejszy się do ich wartości odpowiadającej równowadze cieplnej. Prawo rekombinacji jest w przybliżeniu wykładnicze, tak że gęstość nośników maleje do wartości $1/e$ po upływie czasu zwanego czasem życia nośników prądu.

Czas życia nośników zależy od pewnych nieprawidłowości, które działają jako katalizatory w reakcji między dziurami a elektronami. Nieprawidłowości mogą znacznie przyspieszać rekombinację dziur i elektronów. Przez długi czas najbardziej znanym czynnikiem przyspieszającym rekombinację było centrum rekombinacji (tabl. 1). Nazwę tę nadano nieznanym nieprawidłowości, która ograniczała czas życia przewodnictwa fotoelektrycznego. Jest rzeczą znaną, że domieszki niklu i miedzi są bardzo czynnymi postaciami centrów rekombinacji i ich właściwości jako „katalizatorów” rekombinacji są ostatnio bardzo intensywnie badane.

Katalityczne działanie centrów domieszek Ni przedstawiono na rys. 3. Na wykresie tym atom Ni lub centrum rekombinacji jest przedstawiony jako zanieczyszczenie obojętne (rys. 3a). Elektron nadmiarowy wędrujący przez kryształ zostaje schwytyany przez atom Ni. Atom ten posiada teraz ujemny ładunek : jest jak gdyby pułapką przyciągającą dziurę. Jeżeli dziura przejdzie dostatecznie blisko centrum rekombinacji, elektron może przepłynąć z centrum rekombinacji do dziury powodując

powstanie normalnego wiązania kowalencyjnego. Atom Ni znajduje się w normalnych warunkach i jest gotów do katalizowania powtórnej rekombinacji pary dziura-elektron.

Przez zmianę ilości niklu w kryształ germanu można zredukować czas życia przewodnictwa fotoelektrycznego więcej niż 1000 razy. Czasy życia zmieniające się od większych niż 10^{-3} s do mniejszych niż 10^{-7} s mogą być kontrolowane przez liczbę centrów zanieczyszczeń w kryształach. Podczas badań statystycznych rekombinacji dziur i elektronów zmierzono prawdopodobieństwo „złapania” dziury przez centrum rekombinacji i porównano je z prawdopodobieństwem „złapania” elektronu. Stwierdzono, że możliwość złapania dziury jest czterdzieści razy większa — zgadza się to z hipotezą, że centrum rekombinacji jest raczej obojętne lub też że posiada ładunek, częściej jednak ujemny niż dodatni.



Rys. 3. Sposób działania centrum rekombinacji: a), b), c) centrum rekombinacji jako katalizator rekombinacji dziury i elektronu; d), e) centrum rekombinacji jako źródło pary dziura-elektron

Ośrodki rekombinacji będą katalizowały dojście do równowagi bez względu na rodzaj zakłócenia. Zjawisko, podczas którego centra rekombinacji wytwarzają pary dziura-elektron, jest odwrotnością zjawiska powodującego rekombinację (rys. 3d, e).

Na rys. 3d centrum rekombinacji jest przedstawione jako chwytające elektron z pobliskiego wiązania kowalencyjnego, tzn. jako wytwarzające dziurę. Energia potrzebna do wywołania tego zjawiska jest dostarczana przez energię cieplną kryształu w postaci drgań cieplnych. Następnie dziura dyfunduje od centrum rekombinacji, a potem centrum wyrzuca elektron. W wyniku tego centrum jest gotowe do wytworzenia następnej pary dziura-elektron lub do katalizowania rekombinacji.

Gdy próbka germanu znajduje się w równowadze cieplnej, centra rekombinacji generują pary dziura-elektron i w tej samej ilości rekombinują je. Jest to przykład zasady równowagi szczegółowej. Zasada ta wynika z mechaniki statystycznej, z której wiadomo, że w warunkach równowagi każde zjawisko i zjawisko odwrotne do niego zachodzą w jednakowym stopniu.

Obecnie rozważymy gęstość ładunków wytworzonych przez zanieczyszczenia chemiczne. Jak podano we wstępie, w elektronice próżniowej od-

grywają one rolę jonów. Ujemnie naładowane centra rekombinacji (rys. 3) są przykładem takich jonów, na ogół jednak centra rekombinacji występują w tak małej ilości, że gęstość ich ładunku może być pominięta.

Najbardziej interesującymi jonami w fizyce tranzystorowej są zanieczyszczenia chemiczne, które dają wzrost przewodności zależnej nie tylko od temperatury, lecz od ilości i rodzaju domieszek.

Na rys. 4 uwidoczniło się sytuację wytworzoną przez obecność domieszek z piątej kolumny układu okresowego pierwiastków. Domieszki te zajmują miejsca atomów germanu w czasie wyciągania monokryształu ze stopu zawierającego je. Wszystkie pierwiastki z piątej kolumny, jak fosfor, arsen i antymon, zachowują się w ten sam sposób. Na przykład arsen ma pięć elektronów walencyjnych, a więc o jeden za dużo, aby stworzyć wiązanie atomowe. Dodatkowy elektron jest uwolniony przez drgania cieplne i wędruje w kryształ. Atomy z piątej kolumny nazywane są donorami¹⁾, gdyż dostarczają elektrony nadmiarowe do kryształu.

Jeżeli gęstość donorów n_d jest większa od gęstości elektronów n_e lub gęstości dziur n_h , które mogłyby być w czystej próbce, przewodnictwo będzie większe proporcjonalnie do liczby elektronów wprowadzonych przez domieszki chemiczne. Probka, której przewodność wzrasta z powodu istnienia domieszek chemicznych, nosi nazwę niesamodzielną. Przewodność dziurowa w próbce zawierającej arsen jest mniejsza niż byłaby w próbce samoistnej. Jest to następstwo prawa działania mas. Elektrony nadmiarowe wprowadzone przez donory powodują zmniejszenie gęstości dziur. Prosty przykład liczbowy wyjaśnia to zjawisko. Probka samoistna zawiera dwa elektrony i dwie dziury na jednostkę objętości, wobec tego iloczyn koncentracji

$$n_e n_h = 4$$

Jeżeli do kryształu wprowadzimy trzy donory, warunki neutralizacji przestaną obowiązywać. Można je przywrócić przez dodanie trzech elektronów. Doprowadzi to do wartości 10 dla iloczynu $n_e n_h$.

Właściwe warunki równowagi termodynamicznej mogą być określone przez rozwiązanie prawa działania mas dla iloczynu $n_e n_h$ oraz równania równowagi elektrycznej. Przy tych założeniach otrzymuje się odpowiedź: cztery elektrony i jedna dziura, co może być sprawdzone w sposób następujący:

¹⁾ Z angielskiego donate - darować (przyp. tłum.).

Wartość spełniająca prawo działania mas

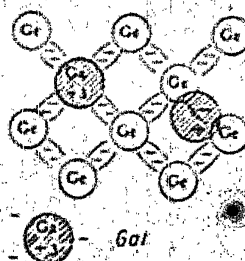
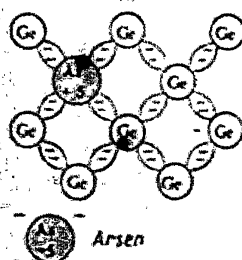
$$n_e \cdot n_h = 4 \cdot 1 = 4 \quad (6)$$

oraz warunki równowagi elektrycznej

$$n_e - n_h = 4 - 1 = 3 = n_d \quad (7)$$

Inaczej mówiąc, na podstawie ostatnich równań można stwierdzić, że gęstość ładunków nośników prądu (w tym przypadku ładunków ujemnych) równoważy gęstość ładunków chemicznych — donorów dodatnich.

Kryształ germanu, którego przewodność jest wytworzona przez donory, jest nazywany kryształem typu n, ponieważ nośnikami prądu są przeważnie elektrony nadmiarowe. German posiadający przewodność typu p — z dziurami jako większościowymi nośnikami prądu — może być



Rys. 4. Wpływ obecności atomu z piątej kolumny układu okresowego pierwiastków na budowę krystaliczną germanu

Rys. 5. Wpływ obecności atomu z trzeciej kolumny układu okresowego pierwiastków na budowę krystaliczną germanu

otrzymany przez dodanie pierwiastków z trzeciej kolumny układu okresowego, takich jak bor, glin, gal lub ind. Wszystkie te pierwiastki mają trzy elektrony walencyjne, a więc o jeden za mało, aby otrzymać kompletne wiązanie kowalencyjne w otoczeniu atomu domieszkowego. Wynikiem niekompletnego wiązania jest dziura. Drgania cieplne wyzwala ją dziurę, która wędruje w kryształ, oraz nadmiarowy elektron uzupełniający wiązanie wokół atomu galu (rys. 5). Atom Ga wytwarza ładunek ujemny. Jest on nazywany akceptorem, gdyż przyjmuje jeden elektron z budowy wiązania walencyjnego.

W przypadku dodawania zarówno donorów, jak i akceptorów powstaje bardzo ważne zjawisko [7]. Można przypuścić, że przy wprowadzaniu donorów i akceptorów powstają i dziury, i elektrony. Jednak zwiększenie się gęstości elektronów i gęstości dziur wskutek istnienia domieszek che-

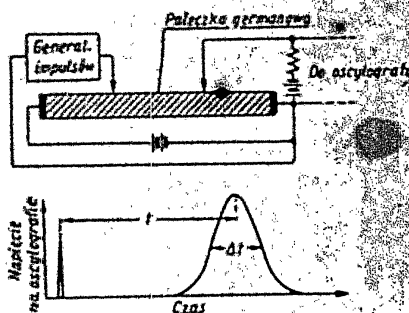
micznych mogłoby przeciwdziałać prawu działania mas. Przypuśćmy, że mamy przypadek, w którym jest pięć donorów i dwa akceptory. W tych okolicznościach chemiczna gęstość ładunków będzie taka sama jak dla trzech donorów, gdyż ładunek dodanych akceptorów równoważy dodane donory. W tych warunkach te same wartości, tj. 4 dla n_e i 1 dla n_h powodują warunki równowagi w wyniku oddziaływania prawa działania mas i wytwarzają także równowagę elektryczną

$$n_e - n_h = 4 - 1 = 3 = 5 - 2 = n_e - n_a \quad (8)$$

Kompensacja [7] jest to nazwa nadana zjawisku równoważenia jednej chemicznej gęstości ładunku przez drugi. Jest ona bardzo użyteczna w praktyce, gdyż dużo łatwiej jest dodać zanieczyszczenia jednego rodzaju niż usunąć zanieczyszczenia drugiego rodzaju. Poniżej zostanie omówione, jak zjawiska te mogą być wykorzystane przy wytwarzaniu przyrządów półprzewodnikowych.

Obecnie przedyskutujemy klasyczne doświadczenie fizyki tranzystorowej [9], które wykazuje istnienie dziur oraz pozwala zmierzyć pewne ich właściwości [10]. Układ zastosowany przy doświadczeniu pokazano na rys. 6. German typu n jest wycięty w kształcie pałeczki o wymiarach $0,5 \times 0,5 \times 25$ mm. W pałeczce wytwarza się pole rozciągające przez doprowadzenie napięcia z baterii w takim kierunku, że elektrony poruszają się w próbce w lewo, a dziury są unoszone w prawo. Lewy styk ostrzowy odgrywa rolę emitera w tranzystorze. W przypadku doprowadzenia do emitera dodatniego impulsu prądu, do próbki zostaną wprowadzone dziury. Zjawisko to będzie zrozumiałe po zapoznaniu się z mechanizmem złącza $p-n$, co zostanie omówione poniżej.

Wprowadzone do próbki dziury są przenoszone przez pole elektryczne. Po pewnym czasie znajdują się one w sąsiedztwie drugiego styku ostrzowego (kolektora) spolaryzowanego ujemnie, część z nich zaś zostanie przyciągnięta przez elektrodę. Towarzyszyć temu będzie wzrost prądu kolektora i wzrost napięcia na oporności kolektora. Zmiany tego napięcia można obserwować na oscyloskopie. Impuls oglądany w obwodzie kolektora nie jest tak ostry jak impuls wysyłany przez generator, gdyż w germanie zachodzi jednocześnie dyfuzja dziur, która powoduje rozmycie impulsu (rys. 6).



Rys. 6. Układ do obserwowania unoszenia wprowadzonych dziur i pomiaru ich ruchliwości

Doświadczenie to pozwala na obserwowanie i wykonanie pomiarów dyfuzji i unoszenia. Pomiar odległości i natężenia pola elektrycznego między elektrodami jest prosty do zrealizowania, a czas przejścia dziur między emiterym a kolektorem można zmierzyć za pomocą kalibrowanego oscyloskopu. Wobec tego prędkość unoszenia może być łatwo zmierzona. Jeżeli odległość między ostrzami zostanie podwojona, czas przejścia podwoi się również, ale jeżeli zostanie podwojone natężenie pola rozciągającego, czas przejścia zmaleje dwukrotnie.

Z powyższych faktów można wyciągnąć następujące wnioski:

Nośniki w próbie są unoszone ze stałą prędkością, a prędkość unoszenia jest proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego. Jeżeli polaryzacja pola rozciągającego zostanie odwrócona, wprowadzone nośniki będą unoszone w lewo i żaden z nich nie dojdzie do kolektora. Jest to potwierdzeniem słuszności założeń tego doświadczenia.

Jak stwierdzono powyżej, szerokość impulsu w kolektorze jest miarą stałej dyfuzji. Na podstawie analizy zależności szerokości impulsu od czasu przejścia od emitera do kolektora wynika, że dziury rozprzestrzeniają się zgodnie z prawami dyfuzji. W doświadczeniu tym można również zmierzyć stałą dyfuzji D . Optymalne wartości ruchliwości u i stałej dyfuzji D podano w tabl. 2 [10].

Tablica 2

Dane dotyczące ruchliwości u i stałej dyfuzji D

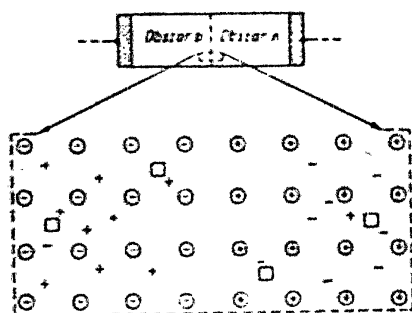
Półprzewodnik	Elektrony		Dziury	
	u [cm^2/Vs]	D [cm^2/s]	u [cm^2/Vs]	D [cm^2/s]
Krzem	1200	30	500	13
German	3900	100	1900	49

Jak widać z tablicy, w każdym przypadku stosunek stałej dyfuzji do ruchliwości wynosi około 1 : 40 i wyraża się w woltach. Innymi słowy, $D : u = 25 \text{ mV}$. Jest to związek kT/e wyrażony w jednostkach energii na jednostkę ładunku elektronowego, co zostało omówione powyżej w związku z równaniem (2). Jest faktem, że wartości D i u są związane ze sobą i zależność ta jest znana jako zależność Einsteina. Otrzymany wynik równy 25 mV oznacza, że elektron posiadający przypadkową energię cieplną może pokonać dół potencjału równy 25 mV. Fakt, że otrzymano wartość 25 mV oznacza, że ładunek nośników unoszonych i dyfundujących w doświadczeniu Haynesa jest ładunkiem elektronowym.

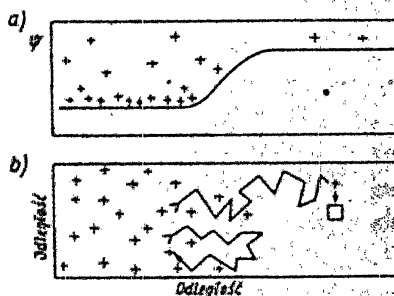
ZŁĄCZE $p-n$

Omówimy teraz budowę złożoną półprzewodnika, tj. półprzewodnik z przestrzennymi zmianami składu chemicznego. Złącze $p-n$ jest najprostszą budową złożoną — jest ono podstawową częścią warstwowych prostowników germanowych i krzemowych; odgrywa ono również główną rolę w tranzystorach warstwowych [12, 13].

Przez analogię do elektroniki próżniowej wyobraźmy sobie, że mamy idealny kryształ germanu. Do tego kryształu wprowadzamy donory, akceptory i centra rekombinacji. W ten sposób cały kryształ zostaje podzielony na dwa obszary: jeden — typu p i drugi — typu n . Przypadek ten jest przedstawiony na rys. 7; gęstość centrów rekombinacji jest mniejsza od koncentracji donorów i akceptorów.



Rys. 7. Złącze $p-n$ i rozkład nieprawidłowości w nim



Rys. 8. Prąd dziurowy płynący z obszaru typu p do obszaru typu n w złączu $p-n$: a) rozkład potencjału elektrycznego przy założeniu bolzmanowskiego rozkładu dziur; b) typowe drogi dyfuzji dziur

Jeżeli będziemy rozpatrywali obszary typu p lub typu n indywidualnie, to stwierdzimy, że każdy obszar jest elektrycznie obojętny, a gęstości dziur i elektronów są równe gęstościom akceptorów i donorów. Rozpatrując oba obszary razem stwierdzimy, że jeżeli nie ma pola elektrycznego, dziury rozprzestrzeniają się wskutek dyfuzji i część z nich przechodzi do obszaru typu n . Podobnie i elektrony dyfundują do obszaru typu p . Z powodu tej dyfuzji w obszarze typu p występuje nadmiar elektronów, a w obszarze typu n — nadmiar dziur, tak że w każdym z obszarów iloczyn $n_e n_h$ jest większy, niż to wynika z prawa działania mas. To przejście ładunku powoduje, że obszar typu p zyskuje ładunek ujemny, a obszar typu n — ładunek dodatni.

Niezerównowazone ładunki tworzą warstwę podwójną, która powoduje powstanie pola elektrycznego o takiej polaryzacji, że przeszkadza

dyfuzji nośników przez złącze. W chwili ustalenia się równowagi cieplnej w złączu p-n powstanie pole elektryczne takiej wielkości, że nie będzie występował wypadkowy przepływ prądu przez złącze. W wyniku istnienia tego pola otrzymuje się przebieg potencjału w złączu pokazany na rys. 8.

Z kolei omówimy skok potencjału elektrycznego na złączu p-n. W warunkach równowagi cieplnej w obszarze typu n jest pewna liczba dziur. Jeżeli n_i nie ma wartości nieskończenie wielkiej, to n_h musi być większa od zera, aby zostało spełnione prawo działania mas. Gęstość dziur będzie więc bardzo mała, podczas gdy gęstość elektronów jest duża w porównaniu z gęstością samoistną odpowiadającą temperaturze występującej w warunkach równowagi cieplnej w kryształach. Wobec tego gęstość dziur w obszarze typu n będzie o wiele mniejsza niż w obszarze typu p.

Zmniejszenie się gęstości w warunkach równowagi cieplnej może wystąpić silniej tylko w przypadku zmniejszenia się wartości wykładnika Boltzmanna. Aby to zmniejszenie otrzymać, energia musi wzrosnąć, a w następstwie dziury muszą mieć większą energię potencjalną w obszarze typu n niż w obszarze typu p. Wzrost energii potencjalnej spowodowany będzie zwiększeniem wyżej omawianego potencjału. Wielkość wzrostu można obliczyć w następujący sposób:

Przyjmuje się, że gęstość dziur w obszarze typu p jest sto razy większa niż w próbce samoistnej, a gęstość elektronów w obszarze typu n jest również sto razy większa niż w kryształach samoistnych. Natomiast w obszarze typu n gęstość dziur jest sto razy mniejsza niż w próbce samoistnej i oczywiście — dziesięć tysięcy razy mniejsza niż w obszarze typu p. Wielkość bariery potencjału złącza p-n w germanie można obliczyć rozwiązując równanie (1)

$$10000 = \exp \frac{U}{1/40} \quad (9)$$

co daje wynik 0,23 V.

Dla odpowiednich gęstości nośników większościowych w krzemowych złączach p-n wielkość bariery potencjału wynosi około 0,4 V. Z tego powodu, jak wynika z równań (3) i (4), gęstość dziur mniejszościowych w obszarze typu n jest mniejsza 10^7 razy od gęstości dziur w germanie, ponieważ energia potrzebna do wytworzenia pary dziura-elektron w krzemie jest większa o 0,4 V.

Zbadajmy teraz właściwości dziur i elektronów w warunkach równowagi cieplnej. Część dziur dyfunduje przez barierę potencjału do obszaru typu n. Dziury te rekombinują z elektronami wytwarzając prąd

utrzymania warunku równowagi $I_p = I_n$ wartość I_p przy doprowadzonym napięciu U będzie

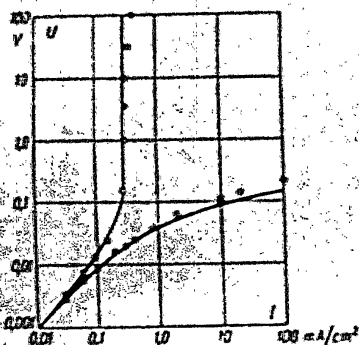
$$I_p = I_n \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (10)$$

Daje to wzrost całkowitego prądu dziurowego z obszaru typu p do obszaru typu n określonego przez różnicę

$$I_p - I_n = I_n \exp\left(\frac{eU}{kT} - 1\right) \quad (11)$$

Prąd ten jest równy zero wówczas, gdy $U = 0$ i wzrasta wykładniczo do wielkich wartości dla napięć dodatnich oraz maleje do wartości nasycenia dla napięć ujemnych i większych niż kT/e .

Podobne rozważania mogą być przeprowadzone w związku z prądem elektronowym płynącym przez złącze. Napięcie doprowadzone, które obniża barierę potencjału dla dziur, obniża ją również dla elektronów. Duże prądy elektronowe, płynące w tych samych warunkach napięciowych, wytwarzają duże prądy dziurowe. W obu przypadkach duże prądy odpowiadają przepływowi nośników mniejszościowych do pozostałych obszarów, a prądy powstają w wyniku przechodzenia ładunków dodatnich z obszaru p do obszaru n. W jednym przypadku są one przenoszone w postaci dziur poruszających się z obszaru p do obszaru n, w drugim zaś przenoszone są elektrony poruszające się w kierunku odwrotnym. Dla polaryzacji ujemnych



Rys. 10. Charakterystyki prostowania złącza p-n

wzrost potencjału jest większy i dziury wykazują tendencję do pozostania w obszarze p, elektrony zaś — w obszarze n. Prąd nasycenia odpowiadający generacji płynie w obu obszarach.

Gdy całkowity prąd nasycenia jest I_{na} , wówczas całkowity prąd dla każdego napięcia doprowadzonego jest określony równaniem

$$I = I_{na} \exp\left(\frac{eU}{kT} - 1\right) \quad (12)$$

Rzecz jasna, że prąd nasycenia jest sumą dwu prądów generowanych. Stwierdzono, że równanie (12) jest słuszne przede wszystkim dla złącza p-n w germanie.

Na rys. 10 podano porównanie krzywych prostowania — zmierzonych i teoretycznych. Zgodność danych teoretycznych z wynikami doświad-

czeń jest dowodem, że nieprawidłowości, które są nośnikami prądu w złączu p-n, mają ładunek elektronu.

Dla dużych polaryzacji dodatnich bariera potencjału między obszarami typu n i p jest prawie zniesiona. W tych warunkach przez barierę płyną prądy o dużych gęstościach nośników mniejszościowych i równowaga tych gęstości może być istotnie zachwiana.

KONTROLA CZYSTOŚCI I WYTWARZANIE BUDOWY ZŁOŻONEJ

W elektronice próżniowej najpierw wykonuje się konstrukcję urządzenia, a następnie uzyskuje się próżnię. W elektronice tranzystorowej proces ten jest odwrotny, gdyż punktem wyjściowym jest wytworzenie czystego i doskonałego kryształu. Otrzymuje się próbki germanu o gęstości zanieczyszczeń 10^{10} razy mniejszej niż gęstość atomów germanu. Gęstość zanieczyszczeń w germanie jest rzędu 10^{12} cm^{-3} , co odpowiada gęstości cząsteczek w próżni o ciśnieniu 10^{-4} Tr .

Najlepszym odpowiednikiem pompy próżniowej w półprzewodnikach jest metoda wytopu strefowego germanu [14, 15, 16].

Materiałem wyjściowym jest chemicznie czysty german, który z elektrycznego punktu widzenia jest bardzo zanieczyszczony domieszkami typu n i p, na przykład o gęstości rzędu 10^{16} cm^{-3} . Paleczkę germanową wkłada się do tygla i przesuwają przez cewkę grzejną, która powoduje topnienie germanu na małej jego długości. W czasie przesuwania germanu przesuwa się również wzdłuż paleczki strefa stopiona. Tak się składa, że z małymi wyjątkami prawie wszystkie donory i akceptory są bardziej rozpuszczalne w fazie ciekłej niż w fazie stałej germanu. Wobec tego atomy domieszkowe dążą do pozostania w strefie stopionej i materiał zestalający się po przesunięciu strefy stopionej jest bardziej czysty niż przed stopieniem.

Czystość germanu zwiększa się 2÷10-krotnie po 1-krotnym wytopie. Po kilkakrotnym wytopie czystość wzrasta w sposób geometryczny, tak że po pewnej liczbie wytopów otrzymujemy 1 atom zanieczyszczenia na 10^{10} atomów germanu.

Aby otrzymać idealne właściwości elektryczne, należy nie tylko zmniejszyć gęstość zanieczyszczeń, ale również zmniejszyć gęstość dyslokacji atomów germanu lub krzemu.

Próbka germanu otrzymana z wytopu strefowego jest polikryształem. Oznacza to, że w różnych częściach próbki pewne obszary atomów posiadają różną orientację. Na granicach obszaru o różnych orientacjach

powstają zniekształcenia sieci, które działają tak jak zanieczyszczenia chemiczne i centra rekombinacji.

Odpowiedni sposób przeprowadzenia wytopu strefowego pozwala na otrzymanie monokryształu. Najdogodniej jest jednak przeprowadzić wytop strefowy w celu oczyszczenia germanu, a następnie monokryształizację w specjalnym urządzeniu [17].

Na rys. 11 przedstawiono tygiel grafitowy nagrzewany za pomocą cewki indukcyjnej. Krystalizacja jest zapoczątkowana przez zanurzenie do roztopionego germanu małego monokryształu — zarodka — wyciętego

z uprzednio otrzymanego monokryształu lub z odpowiedniej części polikryształu. Wzrost monokryształu otrzymuje się przez powolne wyciąganie zarodka ku górze. Na zarodku, który jest zimniejszy od stopionego metalu, występuje zestalanie się germanu.

W zestalającym się germanie atomy układają się według orientacji uwarunkowanej orientacją zarodka. Przez odpowiednie regulowanie nagrzewania i szybkości wyciągania można otrzymać duży kryształ germanu o orientacji określonej przez zarodek. Stosuje się również obrót zarodka w trakcie wyciągania, aby uniezależnić się od ewentualnych wpływów nierównomiernego nagrzewania. W wyniku tego otrzymuje się monokryształ o kształcie bardziej symetrycznym.

W urządzeniu pokazanym na rys. 11 można w ciągu 20÷30 min otrzymać monokryształ o średnicy 25 mm i długości 100 mm. Monokryształ taki jest pokazany na rys. 12.

Rys. 11. Schemat urządzenia do wyciągania monokryształu

- 1 — wlot wodoru; 2 — mechanizm do wprowadzenia kulek; 3 — kulka; 4 — rura kwarcowa; 5 — uchwyt; 6 — zarodek; 7 — monokryształ; 8 — tygiel; 9 — termoelement; 10 — cewka grzejna

Należy zaznaczyć, że monokryształ nie jest dokładnie okrągły w przekroju, lecz wykazuje tendencję do przybierania przekroju kwadratowego. Dzieje się tak dlatego, że struktura diamentu, w której krystalizuje się german, jest budową sześcienną i atomy leżą w płaszczyznach równoległych do krawędzi sześciangu.

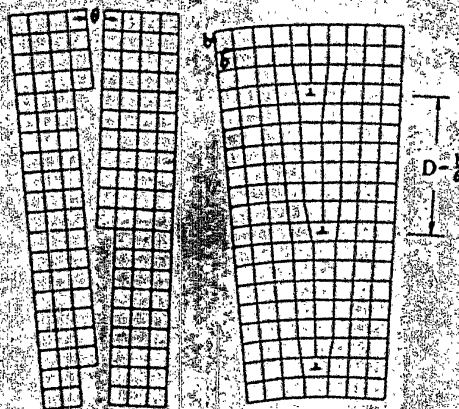
Otrzymywanie monokryształów ma zastosowanie nie tylko w elektronice półprzewodnikowej, lecz także przy naukowym poznawaniu nieprawidłowości w kryształach.

Przeprowadźmy teraz pewne badania granic w germanie. Badań tych nie można było przeprowadzić w materiale niemonokrystalicznym.

Jako jeden z przykładów rozpatrzmy tzw. granicę ziarn o małym kącie (small-angle grain boundary), która istnieje wówczas, gdy próbka germanu składa się z dwu obszarów o płaszczyznach atomowych skierowanych względem siebie pod małym kątem (rys. 13).



Rys. 12. Monokryształ germanu wyciągnięty w urządzeniu pokazanym na rys. 11.



Rys. 13. Dwa kryształy o skreślonych płaszczyznach krystalizacji — połączenie ich daje granicę ziarn o małym kącie.

Na rys. 13a pokazano względną orientację obu kryształów. Gdy oba kryształy zbliżą się do siebie, będą się starały połączyć ze sobą jak najmocniej, w wyniku czego powstanie budowa uwidoczona na rys. 13b [18, 19, 20].

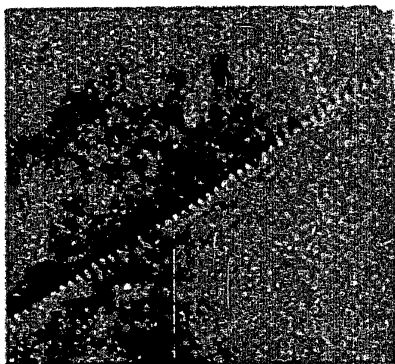
Jak widać, pewna liczba płaszczyzn atomowych musi się skończyć w miejscach oznaczonych odwróconą literą T. W tych miejscach atom na dole płaszczyzny nie będzie miał atomu sąsiedniego pod sobą, wskutek czego wiązanie będzie niekompletne. W kryształach trójwymiarowych atomy te będą tworzyły linię prostą.

Niekompletne wiązania działają jak centra rekombinacji tego samego rodzaju co akceptory. W wyniku tego granice kryształów germanu wytwarzają różne rodzaje zniekształceń elektrycznych, które w większości zastosowań są niepożądane.

W terminologii stosowanej przy omawianiu nieprawidłowości w kryształach szeregi atomów na krawędziach niekompletnej płaszczyzny są

zwane dyslokacjami. Dyslokacje są przedmiotem studiów w fizyce kryształów od wielu lat, ale dopiero w ostatnich pięciu latach były możliwe do przeprowadzenia doświadczenia, które dały dostateczne wyjaśnienie tego zagadnienia. Na przykład na granicy ziarn posiadających bardzo mały kąt można „zobaczyć” indywidualne dyslokacje. Jeżeli kąt między dwoma kryształami jest bardzo mały, to — rzecz jasna — że odległości D (rys. 13b) będą duże. W pewnych przypadkach zaobserwowano kąty mniejsze niż $0,01^\circ$, co w wyniku dawało odległość między dyslokacjami wynoszącą 10^{-4} cm. Odległość ta jest tak duża, że łatwo ją można zobaczyć przez mikroskop optyczny. Same dyslokacje mają wymiary atomowe i są za małe, aby mogły być obserwowane.

Pojedyncze dyslokacje mogą być uwidocznione przez chemiczne trawienie powierzchni kryształu germanu [21, 22]. W sąsiedztwie dyslokacji płaszczyzny atomów są trochę skrzywione, tak że wiązania atomowe w pewnych przypadkach są przerwane, a w innych ściśnięte. Dodatkowa energia w okolicy dyslokacji powoduje mniejszą odporność germanu na trawienie chemiczne. Energia ta jest sumą energii odkształcenia plastycznego, zgromadzonego w sąsiedztwie dyslokacji energii przerwanego wiązania na krawędzi samej dyslokacji.



Rys. 14. Linia wytrawionych dziurek odpowiadających dyslokacjom wzdłuż granicy ziarn o małym kącie

W wyniku tych zjawisk na dokładnie wypolerowanej powierzchni germanu, wyciętej prostopadle do granic ziarna i wytrawionej właściwymi odczynnikami, istnieje tendencja do tworzenia się w miejscu dyslokacji wgłębień, które mogą być oglądane przez mikroskop optyczny.

Na rys. 14 pokazano przykład takiej granicy kryształów, gdzie wgłębienia pochodzące od trawienia znajdują się w odległości około 10^{-4} cm [21]. Jeżeli patrzy się na inne części kryształu, widać kilka dodatkowych wgłębień na gładkiej powierzchni, będących skutkiem trawienia. Istnieją jednak duże obszary bez wgłębień. Oznacza to, że kryształ jest idealny z wyjątkiem możliwości zanieczyszczeń chemicznych, przypadkowych atomów germanu, które znajdują się w pozycjach międzywęzłowych, lub przypadkowych miejsc, z których atomy są usunięte.

W monokryształach pokazanych na rys. 15 na 10^{12} atomów jeden posiada nieprawidłowości w wiązaniach ze względu na dyslokacje lub zanieczyszczenia.

Rozważymy teraz, w jaki sposób dodanie domieszek chemicznych może być wykorzystane do otrzymania złącza $p-n$.

Złącze $p-n$ można wykonać przez wyciąganie monokryształu w urządzeniu pokazanym na rys. 11 używając stopu zawierającego na przykład arsen, wskutek czego powstaje monokryształ typu n . W czasie wyciągania monokryształu do stopu dodaje się pewne dawki domieszek z trzeciej kolumny układu okresowego, na przykład ind [23]. Dodana ilość indu jest dużo większa niż ilość arsenu i materiał, który następnie została się, zawiera więcej akceptorów niż donorów. Jako następstwo zasady kompensacji kryształ, który tworzy się po dodaniu indu, jest typu p .

W ten sposób otrzymany kryształ posiada złącze $p-n$. Złącze to nie tworzy się między prostym materiałem typu n i p , jak było omawiane poprzednio, lecz posiada w obszarze typu p zarówno donory, jak i akceptory (rys. 15). Metodę tę stosuje się przy wykonywaniu diod złączowych i fotodiod czułych na światło oraz tranzystorów złączowych.

Inne metody stosuje się przy wykonywaniu struktur złożonych. W każdej z nich punktem wyjścia jest monokryształ germanu. Następnie dodaje się zanieczyszczenia bez podnoszenia temperatury do punktu topnienia. Jedną z tych metod jest znana jako stapianie i stosuje się ją przy wykonywaniu tranzystorów warstwowych. Postępowanie w tym przypadku jest następujące:

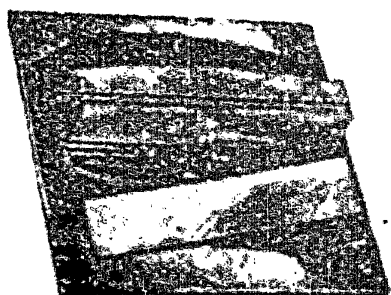
Na powierzchni płytki germanowej typu n umieszcza się małą kulkę indu [24, 25, 26]. Zestaw ten ogrzewa się do temperatury wyższej niż temperatura topnienia, wskutek czego część germanu rozpuszcza się w indzie. Po obniżeniu temperatury rozpuszczony german zostaje się i zatrzymuje atomy indu, tak że german w stanie stałym jest typu p . W wyniku tego german nierozpuszczony tworzy złącze $p-n$ z germanem zrekrystalizowanym. Kulki indu mogą być użyte jako doprowadzenia elektrod do germanu typu p .

Kompensacja może być także wykonana bez rozpuszczania i rekrytalizacji germanu przez zastosowanie wyższych temperatur. Jeżeli donory lub akceptory stykają się z powierzchnią germanu, to w wyższej temperaturze mogą one przeniknąć do kryształu wskutek dyfuzji. Atomy domieszkowe dyfundując poruszają się ruchem Browna i wnikają do wnętrza kryształu. Stwierdzono, że jeżeli kryształ germanu lub krzemu znajduje się w parach donorów lub akceptorów w dostatecznie wy-



Rys. 15. Złącze $p-n$ utworzone przez wyciąganie monokryształu i kompensację

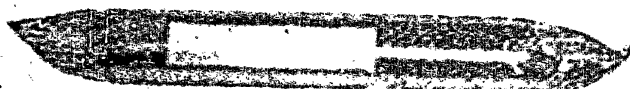
sokiej temperaturze przez wystarczający okres czasu, donory i akceptory dyfundują do wnętrza kryształu zgodnie z prawem dyfuzji. Jeżeli german nie jest zbyt zanieczyszczony przed dyfuzją, materiał typu *n* może być zamieniony na materiał typu *p* lub odwrotnie — przez wprowadzenie odpowiedniej atmosfery zanieczyszczeń.



Rys. 16. Monokryształ krzemu po- cięty na płytki przed dyfuzją

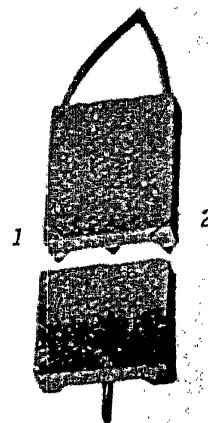
Na rys. 16 pokazano pierwszy etap wykonywania złącza *p-n* w krzemie metodą dyfuzji [27, 28]. Na rysunku tym przedstawiono wlewki krzemu ty- pu *n* umocowany na płytce szklanej i pocięty na płytki za pomocą tarczy diamentowej.

Na rys. 17 pokazano jedną z tych płytek zatopioną w rurce kwarcowej z niewielką ilością chlorku borowego BCl_3 . Rurkę kwarcową nagrzewa się do temperatury około 1000°C przez 10 min. Część chlorku borowego roz-



Rys. 17. Płytkę krzemową zatopioną w rurce kwarcowej przeznaczoną do przeprowadzenia dyfuzji

Rys. 18. Metoda wykonywania połączeń do dyfuzyjnego złącza krzemowego
1 — cienka warstwa krzemu typu *p* na powierzchni; 2 — krzem typu *n*



łada się i na powierzchni krzemu tworzy się czysty bor, który dyfunduje do wnętrza wytwarzając cienką warstwę typu *p*. Złącze *p-n* tworzy się tuż ponad powierzchnią krzemu całkowicie pokrywając płytkę krzemową.

Na rys. 18 pokazano metodę wykonywania połączenia elektrycznego do złącza *p-n*. Warstwa *p* jest usuwana z jednej strony płytki i przewód łączący przylutowuje się z tej samej strony płytki.

Złącza dyfuzyjne na krzemie są bardzo czułe fotoelektrycznie i są stosowane w bateriach słonecznych. Posiadają one również wybitne właściwości jako prostowniki.

DYFUZYJNE ZŁĄCZA KRZEMOWE

Dyfuzyjne złącza krzemowe tworzą się niezmiernie blisko powierzchni i dlatego są bardzo skuteczne w przypadku zastosowania ich do przemiany energii świetlnej na energię elektryczną [29, 30]. Stosuje się je również dlatego, że bariera potencjału w warunkach równowagi cieplnej jest wyższa niż w germanie.

Rozważmy najpierw wpływ grubości złącza, a właściwie warstwy p na powierzchni. Większość światła padającego na powierzchnię i posiadającego dostateczną energię do wytworzenia pary dziura-elektron jest absorbowana w odległości mniejszej niż 10^{-3} cm od powierzchni i wobec tego najwięcej par tworzy się w odległości około 10^{-4} cm. Odległość ta jest tak mała, że nośniki mniejszościowe mają duże prawdopodobieństwo osiągnięcia złącza p-n przed rekombinacją w centrum rekombinacji z nośnikami większościowymi.

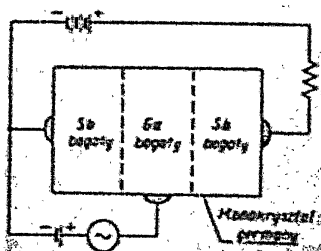
Doświadczalnie stwierdzono, że światło słoneczne daje napięcie w kierunku przewodzenia wynoszące około 0,5 V. Jeżeli złącze jest zwarte przez amperoinierz na krótko, światło słoneczne daje prąd wynoszący około 60 mA/cm². Jeżeli złącze takie jest dopasowane do obciążenia optymalnego, otrzymuje się napięcie około 0,3 V i moc wyjściową około 10 mW/cm². Wobec tego 1 m² złącza krzemowego wystawiony na pełne działanie promieni słonecznych daje moc wyjściową około 100 W. Całkowita ilość energii słonecznej padająca na 1 m² wynosi około 1 kW, tak że złącze dyfuzyjne krzemowe zamienia energię słoneczną na energię elektryczną ze sprawnością wynoszącą 10%. Na złączach doświadczalnych uzyskiwano sprawność wynoszącą 12%.

Mała grubość dyfuzyjnego złącza krzemowego oraz duża szerokość pasma zabronionego umożliwia zastosowanie go jako prostownika dużych mocy. Na przykład dwa krążki krzemowe o średnicy około 12 mm połączone szeregowo zastosowane jako prostownik jednofazowy pozwalają uzyskać 300 W mocy wyprostowanej z sieci o napięciu 220 V. Moc strat z powodu prądu wstecznego nie wzrasta przy pracy w temperaturze dochodzącej do 200 °C.

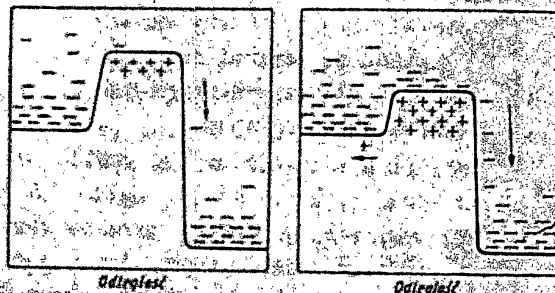
TRANZYSTORY WARSTWOWE [12, 31, 32]

Pod względem właściwości wzmacniających tranzystor warstwowy wykazuje duże podobieństwo do lampy próżniowej. Na rys. 19 pokazano tranzystor warstwowy n-p-n w układzie wzmacniającym. Do trzech warstw są wykonane styki nie prostujące. W warunkach pracy obszar

typu *n* z prawej strony jest nazywany kolektorem i jest spolaryzowany dodatnio w celu przyciągania elektronów. W wyniku tego między kolektorem a obszarem środkowym — bazą — istnieje polaryzacja wsteczna. Prąd płynący przez złącze spolaryzowane ujemnie może być kontrolowany przez sygnał wejściowy doprowadzony między bazę a obszar typu *n* z lewej strony, zwany emiterym. Polaryzacją złącza emitery kontroluje się przepływ elektronów do obszaru bazy. W rezultacie emiter działa w sposób przypominający działanie obszaru między katodą a siatką w lampie próżniowej. Elektrony, które wchodzi do obszaru bazy, mogą z dużym prawdopodobieństwem dyfundować do kolektora i wobec tego



Rys. 19. Budowa tranzystora warstwowego i polaryzacja dla pracy w układzie wzmacniającym



Rys. 20. Energia potencjalna elektronu w tranzystorze warstwowym *n-p-n* dla dwóch wartości polaryzacji złącza emitery

przepływ elektronów z emitery do kolektora może być regulowany przez zmianę napięcia na złączu emiter-baza. Działanie jego jest podobne do działania siatki w triodzie próżniowej.

Tranzystory warstwowe mogą być wykonywane różnymi metodami. Jedną z nich polega na wykonywaniu budowy złożonej w urządzeniu do wyciągania monokryształu w sposób zbliżony do stosowanego przy złączu *p-n*. W czasie wyciągania monokryształu do roztworu zawierającego antymon wprowadza się kulkę indu, a po kilku sekundach — kulkę antymonu. Część monokryształu wyciągnięta między wrzuceniem obydwóch kulek jest bogata w ind, w wyniku czego tworzy się monokryształ typu *p*. Druga kulka kompensuje wpływ dodanego indu i w rezultacie otrzymuje się monokryształ typu *n*. Z kryształu tego wycina się małe pręciki i wykonuje połączenia do elektrod.

Inna metoda jest metodą stopową. Po obydwóch stronach cienkiej płytki typu *p* umieszczone są kulki metalu zawierającego donory. Cały zestaw jest nagrzewany do takiej temperatury, że metal domieszkowy topi się i rozpuszcza małe ilości germanu. Następnie po ochłodzeniu ger-

man została się w metalu domieszkowym i wchodzi do budowy krystalicznej materiału bazy. Metoda ta jest stosowana przy produkcji większości tranzystorów.

Przebieg energii potencjalnej elektronu w pracującym tranzystorze pokazano na rys. 20. Na wykresie tym uwidoczniono zmiany energii potencjalnej elektronu na drodze od emitera do kolektora w tranzystorze spolaryzowanym jak na rys. 19. Polaryzacja ujemna na złączu kolektora wytwarza duży spadek napięcia. Zmiana polaryzacji złącza emitera powoduje zmianę wysokości bariery potencjału i wobec tego zmianę dyfuzyjnego prądu elektronów płynącego do bazy. Warstwa bazy jest bardzo cienka i zawiera mało centrów rekombinacji, wskutek czego istnieje dużo większe prawdopodobieństwo dyfuzji elektronu przez bazę i dojścia do złącza kolektora niż rekombinacji ich w bazie. W dobrze wykonanym tranzystorze warstwowym prąd dyfuzyjny elektronów przechodzących przez bazę do kolektora może być sto razy większy od prądu rekombinacji, tzn. że prąd wejściowy płynący do bazy przez doprowadzenie bazy może kontrolować sto razy większy prąd wyjściowy płynący do kolektora. Sytuacja ta nie jest wprawdzie tak korzystna jak w triodzie próżniowej, gdzie prąd siatkowy jest dużo mniejszy od prądu anodowego, niemniej jednak tranzystor warstwowy pracuje z dużą sprawnością.

Ze względu na napięcia zasilające tranzystor przewyższa każdą lampę próżniową, gdyż punkt pracy tranzystora może być wybrany przy napięciu w granicach 50÷100 mV. Takie napięcie tworzy barierę potencjału na złączu kolektora kilkakrotnie wyższą od napięcia cieplnego ($\frac{kT}{e} = 25 \text{ mV}$). W wyniku tego każdy elektron docierający do złącza kolektora przejdzie w dół bariery i nie ma szans powrotu.

Tranzystor warstwowy posiada prawie idealne charakterystyki pentodowe w zakresie nasycenia kolektora. W pewnych tranzystorach zmiany prądu przy zmianach napięcia na kolektorze w granicach od 100 mV do 10 V można pominąć.

Tranzystor warstwowy pokazany na rys. 19 i 20 jest jednym z często stosowanych typów tranzystorów. Tranzystory typu p-n-i-p oraz n-p-i-n są tranzystorami o małej pojemności między kolektorem a bazą, tzn. tetroda warstwowa jest specjalną odmianą tranzystora, w której przepływ prądu odbywa się tylko w małym obszarze bazy. Tranzystory tych typów są używane w obwodach drgań o częstotliwościach dochodzących do 1000 MHz.

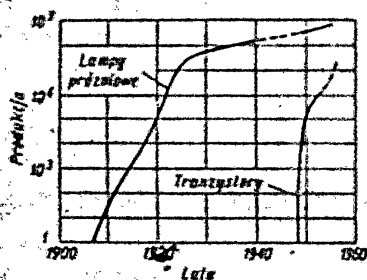
Tranzystory warstwowe mogą pracować w bardzo dużym zakresie mocy, który rozpoczyna się już od 1 μW , co jest związane z możliwością

pracy przy bardzo niskich napięciach. Ten sam tranzystor może również pracować przy napięciu 10 V i prądzie 10 mA, co daje 100000-krotny wzrost mocy. Tak szerokie granice mocy umożliwiają stosowanie znacznie mniejszej liczby typów tranzystorów niż lamp próżniowych.

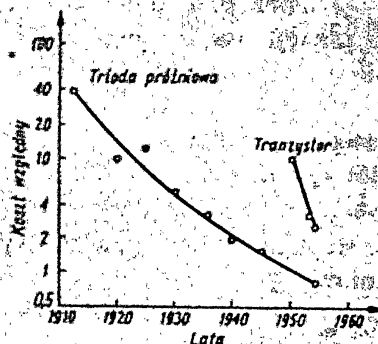
ZASTOSOWANIA

W Stanach Zjednoczonych Am. Płn. tranzystory mają głównie dwa zastosowania: w aparatach dla słabo słyszających i w przenośnych aparatach radiowych. Istnieje tam przeszło milion aparatów dla słabo słyszających, z czego około 1/3 pracuje przy zastosowaniu tranzystorów.

Produkcja tranzystorów odbywa się głównie przy zastosowaniu metody stopowej, a następnie metody wyciągania i podwójnego wprowadza-



Rys. 21. Roczna produkcja tranzystorów i lamp próżniowych



Rys. 22. Ceny triody próżniowej i tranzystora w zależności od czasu

nia domieszek. Tranzystory mają przewagę nad lampami próżniowymi, gdyż nie wymagają prądu żarzenia, a stosowane napięcie kolektora jest niższe niż w lampach elektronowych. Obliczono, że w Stanach Zjednoczonych oszczędza się na zużyciu baterii i trwałości tranzystorów w aparatach dla słabo słyszających około 50 mln dolarów rocznie.

Ostatnio opracowano dwa typy odbiorników przenośnych, w których zastosowano tranzystory. Pierwszy z nich jest najmniejszym odbiornikiem produkowanym na skalę przemysłową. Ma on 4 tranzystory zasilane z 22,5-woltowej baterii, która pracuje około 30 godz. Drugi model posiada dużo większy głośnik i konkuruje w barwie tonu z odbiornikami lampowymi. Jego 4 baterie 1,5-woltowe pracują 500 godz.

Na rys. 21 i 22 zilustrowano światowy rozwój produkcji lamp próżniowych i tranzystorów. Produkcja tranzystorów wynosi kilka milionów

sztuk rocznie, co odpowiada produkcji lamp w 1920 roku. Przewiduje się również, że koszt produkcji tranzystora zrówna się z kosztem produkcji lampy w 1957 roku. W związku z tym nastąpi prawdopodobnie dalszy szybki wzrost produkcji tranzystorów.

Przetłumaczył
Andrzej Kobus

WYKAZ LITERATURY

1. Shockley W.: Elektron and Holes in Semiconductors. New York 1950.
2. Lark-Horowitz K.: The New Electronics. Washington 1954.
3. Herold E. W. — *Journal of the Franklin Institute* 1955 s. 87.
4. Spenke E.: Elektronische Halbleiter. Berlin 1955.
5. Proceedings of the International Conference on Semiconductors — *Physica* 1954 s. 801.
6. Transistor Issue. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1283.
7. Scaff J. H., Theurer H. C., Schumacher E. E. — *Trans. Instn. Min. Engrs.* 1949 s. 383.
8. Bardeen J., Brittain W. H. — *Phys. Rev.* 1948 s. 230.
9. Haynes J. R., Shockley W. — *Phys. Rev.* 1949 s. 691.
10. Prince M. B. — *Phys. Rev.* 1953 s. 861, 1954 s. 1204.
11. Transistor Teachers' Summer School — *Phys. Rev.* 1952 s. 1368.
12. Shockley W. — *Bell Syst. techn. J.* 1949 s. 435.
13. Goucher F. S., Pearson G. L., Sparks M., Teal G. K., Shockley W. — *Phys. Rev.* 1951 s. 637.
14. Pfann W. G. — *Trans. Instn. Min. Engrs.* 1952 s. 747.
15. Pfann W. G., Olsen K. M. — *Phys. Rev.* 1953 s. 322.
16. Pfann W. G., Olsen K. M. — *Bell Lab. Rec.* 1955 s. 201.
17. Teal G. K., Little J. B. — *Phys. Rev.* 1950 s. 647.
18. Burgers J. M. — *Proc. Phys. Soc.* 1940 s. 23.
19. Burgers J. M. — *Proceedings Koninklijke Nederlandsche Akademie van Wetenschappen* 1939 s. 293.
20. Bragg W. L. — *Proc. Phys. Soc.* 1940 s. 54.
21. Vogel F. L., Pfann W. G., Coffey H. G., Thomas E. E. — *Phys. Rev.* 1953 s. 489.
22. Shockley W., Read W. T. — *Phys. Rev.* 1949 s. 692.
23. Teal G. K., Sparks M., Buehler E. — *Phys. Rev.* 1951 s. 637.
24. Hall R. N., Dunlap W. C. — *Phys. Rev.* 1950 s. 467.
25. Hall R. N. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1512.
26. Saby J. S. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1952 s. 1358.
27. Fuller C. S., Ditzemberger J. A. — *J. Appl. Phys.* 1954 s. 1439.
28. Pearson G. L., Fuller C. S. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1954 s. 760.
29. Chapin D. M., Fuller C. S., Pearson G. L. — *J. Appl. Phys.* 1954 s. 676.
30. Chapin D. M., Fuller C. S., Pearson G. L. — *Bell Lab. Rec.* 1955 s. 241.
31. Shockley W., Sparks M., Teal G. K. — *Phys. Rev.* 1951 s. 151.
32. Pietsenpoel W. J., Wallace R. L. — *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1951 s. 753.

WYKAZ SKRÓTÓW CZASOPISM ZAGRANICZNYCH

- Ann. Radioélectr. — Annales de radioélectricité
 Arch. elektr. Übertragung — Archiv der elektrischen Übertragung
 Arch. techn. Messen — Archiv für technisches Messen
 Bell Lab. Rec. — Bell Laboratories Record
 Bell Syst. techn. J. — Bell System Technical Journal
 Brit. J. appl. Phys. — British Journal of Applied Physics
 Cathode Press — Cathode Press
 Electr. Commun. — Electrical Communication
 Electr. Engng. — Electrical Engineering
 Electron — Electron
 Electronic Appl. Bull. — Electronic Applied Bulletin
 Electronics — Electronics
 Elektronik — Elektronik
 Electronique — Electronique
 Electron. Engng. — Electronic Engineering
 Electron. Forum — The Electronics Forum
 Electron. Ind. — Electronic Industries
 Elektron. Messen — Elektronisches Messen
 Elektron. Rundsch. — Elektronische Rundschau
 Ericsson Rev. — Ericsson Review
 Feinwerktechnik — Feinwerktechnik
 Fernmelde-Ing. — Fernmelde-Ingenieur
 Fernmeldetechn. Z. — Fernmeldetechnische Zeitschrift
 Frequenz — Frequenz
 Funk u. Ton — Funk und Ton — Elektronische Rundschau
 Glasstechn. Ber. — Glasstechnische Berichte
 J. amer. ceram. Soc. — The Journal of the American Ceramic Society
 J. appl. Phys. — Journal of Applied Physics
 J. brit. Instn. Radio Engrs. — The Journal of the British Institution of Radio Engineers
 J. electrochem. Soc. — Journal of the Electrochemical Society
 the American Ceramic Society
 J. electron. — Journal of Electronics
 J. Inst. Metals — Journal of the Institute of Metals and Metallurgical Abstracts
 J. sci. Instrum. — Journal of Scientific Instruments
 J. Soc. Glass Technol. — Journal of the Society of Glass Technology
 Nachrichtentechnik — Nachrichtentechnik
 Nachrichtentechn. Z. — Nachrichtentechnische Zeitschrift
 Nucleonics — Nucleonics
 Onde électr. — L'onde électrique
 Philips Res. Rep. — Philips Research Reports
 Philips techn. Rev. — Philips Technical Review
 Phys. Rev. — Physical Review
 Powder Metall. Bull. — Powder Metallurgy Bulletin
 Proc. Instn. Electr. Engrs. — Proceedings of the Institution of Electrical Engineers
 Proc. Inst. Radio Engrs. — Proceedings of the Institute of Radio Engineers
 Radio-Electronics — Radio-Electronics
 Radio u. Fernsehen — Radio und Fernsehen
 RCA Rev. — RCA Review
 Rev. sci. Instrum. — Review of Scientific Instruments
 Slaboproudy Obz. — Slaboproudy Obzor
 Stieklo i Kieram. — Stieklo i kleramika
 Sylvania Technol. — Sylvania Technologist
 Telefunken Ztg. — Telefunken Zeitung
 Tele-Tech. — Tele-Tech.
 Trans. amer. Inst. electr. Engrs. — Transactions of the American Institute of Electrical Engineers
 Trans. Inst. Radio Engrs. — Transactions of the Institute of Radio Engineers
 Vacuum — Vacuum
 Vacuum-Techn. — Vacuum-Technik
 Vide — Le vide
 Wireless Engr. — Wireless Engineer
 Wireless Wld. — Wireless World
 Z. angew. Physik — Zeitschrift für angewandte Physik
 Z. tiechn. Fiz. — Zhurnal tiechnicheskoy fiziki

PRZEGŁĄD CZASOPISM

Począwszy od bieżącego numeru wprowadzony zostaje w „Elektronice” nowy dział „Przegląd czasopism”, w którym będą zamieszczane opracowania oraz analizy bibliograficzne aktualnych artykułów ukazujących się w zagranicznych czasopismach technicznych z dziedziny elektroniki.

Opracowania te i analizy mają na celu ułatwienie czytelnikowi interesującemu się danym zagadnieniem wyboru właściwych artykułów. Drugim zadaniem tego działu jest informowanie czytelnika o całokształcie prac i osiągnięć w dziedzinie elektroniki przez uwzględnienie jak największej liczby zagadnień i możliwie wyczerpujące opracowanie artykułów. Pozwoli to czytelnikowi na zapoznanie się z licznymi publikacjami o tematyce pokrewnej dziedzinie stanowiącej jego główne zainteresowanie.

Nazwy czasopism będą podawane w międzynarodową przyjętych skrótach, których wykaz umieszczono obok.

Parowanie baru i strontu z katody tlenkowej. Wooten L. A., Ruehle A. E., Moore G. E.: Evaporation of Barium and Strontium from Oxide-coated Cathodes — *J. appl. Phys.* 1955 Vol. 26 s. 44.

Parowanie składników warstwy emisyjnej jest zagadnieniem interesującym wszystkich mających do czynienia z produkcją lub badaniem katod tlenkowych. W czasie produkcji lamp elektronowych natrafia się często na trudności wywołane przez parujące składniki warstwy emisyjnej. Dlatego wydaje się rzeczą wskazaną podać niektóre wyniki badań dokonanych w laboratoriach firmy Bell (Stany Zjednoczone Am. Płn.) i opublikowane w pracy niniejszej.

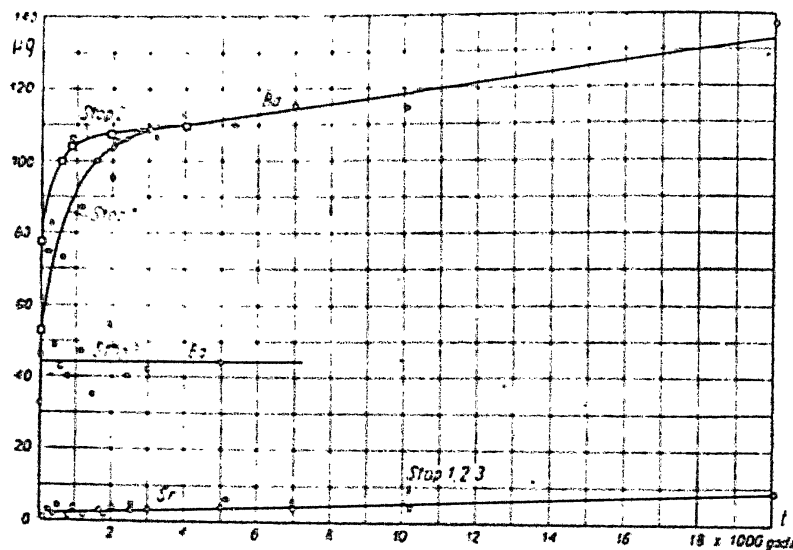
Do przeprowadzenia wyżej wymienionych badań zastosowano specjalną lampę z katodą niklową zarzoną bezpośrednio. Badania przeprowadzono na trzech rodzajach katod oznaczonych numerami 1, 2 i 3, wykonanych z niklu o różnej zawartości domieszek, przy czym pierwszy rodzaj niklu zawierał jako domieszkę 0,09% magnezu i 0,02% krzemu, drugi zaś rodzaj zawierał 0,12 Mg i 0,08% Si. Trzeci rodzaj niklu należał do bardzo czystych — posiadał minimalne ilości zanieczyszczeń: 0,005% Mg i 0,01% Si.

Na podstawie tych danych można powiedzieć, że pierwszy i drugi rodzaj stopu były stopami czynnymi, natomiast stop trzeci był typowym stopem katodowym biernym.

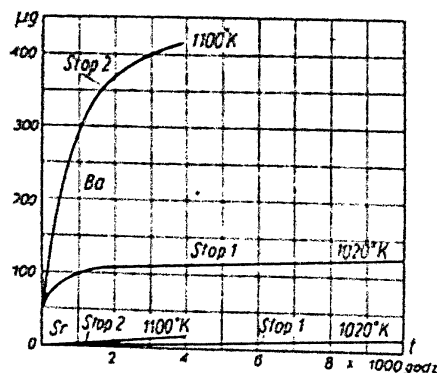
Drut katody był pokryty warstwą tlenków barowo-strontowych, przy czym tlenek barowy stanowił 38,7%. Temperatura katody w czasie pracy lampy wynosiła 1020°K.

Na rys. 1 przedstawiono wpływ składu niklu katodowego na parowanie baru i strontu w zależności od czasu pracy lampy. Stwierdzono, że

materiałem parującym jest przede wszystkim bar i tlenek barowy, przy czym 2% całkowitej ilości baru wyparowuje w postaci tlenku. Parowanie tlenku barowego następuje przede wszystkim podczas przemiany wę-



Rys. 1. Wpływ rodzaju niklu katodowego na parowanie baru i strontu w zależności od czasu pracy lampy



Rys. 2. Wpływ temperatury na ilość parującego baru i strontu z katody cienkowej w czasie pracy lampy

glanów, gdy temperatura katody wynosi ok. 1300 °K Oprócz baru paruje również w niewielkiej ilości stront (5%) oraz tlenek strontowy (0,01%). Przy stosowaniu stopów niklu oznaczonych Nr 1 i 2 można wyróżnić w czasie lampy dwa okresy. W ciągu pierwszego okresu wynoszącego

15. Zmniejszenie ilości baru z katody wynosiło 30-50 $\mu\text{g cm}^2$ na 1000 godz. W ciągu całego roku godzin pracy wyniosło co najwyżej 2 $\mu\text{g cm}^2$ na 1000 godz. Dla stopu oznaczonego Nr 3 (czysto czystego) parowanie baru było znacznie mniejsze. Wynikało to przypuszczalnie z istnienia w niklu małej ilości domieszek redukujących, w wyniku czego produkcja metalicznego baru była niewielka.

Zmniejszenie się ilości parującego baru w przypadku zastosowania stopów czynnych (Nr 1 i 2) po około 2000 godz pracy lampy był spowodowany przypuszczalnie powstaniem warstwy pośredniej ograniczającej stopniowo dyfuzję czynników redukujących.

W jaki sposób temperatura katody wpływa na parowanie baru, pokazano na rys. 2. Podwyższenie temperatury katody o 80 °K spowodowało czterokrotne zwiększenie całkowitej ilości wyparowanego baru w ciągu 4000 godz pracy lampy.

W czasie doświadczeń przeprowadzanych przez autorów zauważono interesujące zjawisko, o którym warto wspomnieć. Okazało się, że metaliczne zanieczyszczenia materiałów szkieł lub anody mają znaczny wpływ na ilość baru parującego z katody. Stwierdzono, że wpływ zanieczyszczeń metalicznych na parowanie baru może być znaczny i może się ujawniać przede wszystkim w czasie pompowania lampy. Niestety, brak jest wyjaśnienia stwierdzonego zjawiska.

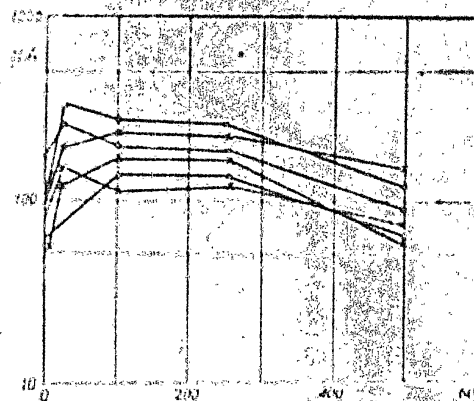
Opracował A. T.

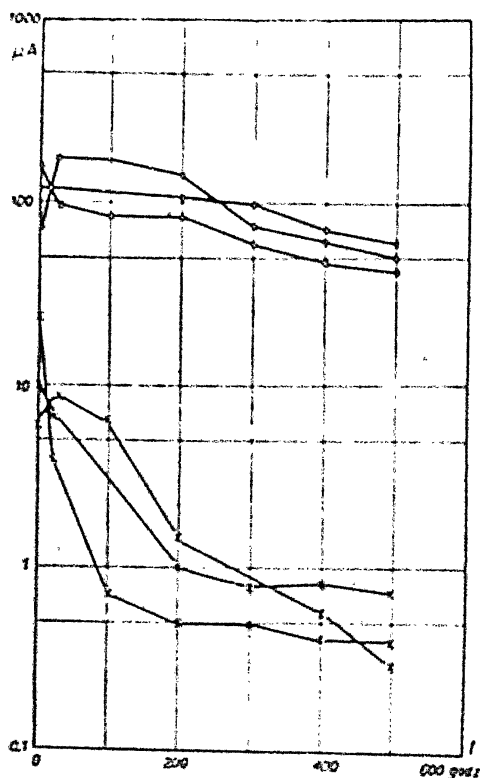
Zależność emisji elektronowej w lampie od zanieczyszczeń niklu anodowego. Levy I. E.: The Effect of Impurity Migrations on Thermionic Emission from Oxide Cathodes. -- *Proc. Inst. Radio Engrs.* 1953 Vol. 41 s. 365.

Ogólnie istniejące mniemanie, że domieszki redukujące w niklu katodowym warunkują odpowiedni poziom emisji elektronowej. Wiadomo jest, że trudniej jest osiągnąć czynny stan katody w przypadku bardzo czystego niklu niż przy zastosowaniu niklu czynnego.

Interesujące doświadczenia dowodzące wpływu zanieczyszczeń w niklu anodowym na poziom emisji katody opisano poniżej.

Rys. 1. Emisja katod diod standardowych w zależności od czasu pracy lampy.
Warunki na ramie trwałości:
 $U_k = 6,3 \text{ V}$; $U_a = 100 \text{ V}$;
 $R_a = 1000 \Omega$, $P_a = 2,5 \text{ W}$;
X — nikiel bierny; O — nikiel czynny





Rys. 2. Emisja katod diod standardowych dla dwu stopów katodowych w zależności od czasu pracy lampy
Warunki na ramie trwałości:
 $U_a = 6,3 \text{ V}$; $U_g = 100 \text{ V}$;
 $R_a = 1000 \Omega$, $P_a = 2,5 \text{ W}$;
X — nikiel bierny; O — nikiel czynny

Tablica 1

Procentowa zawartość domieszek w niklu stosowanym na katody diod

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Bierny	0,009	0,046	0,024	0,005	0,017	0,008
Czynny	0,024	0,096	0,095	0,035	0,023	0,035

Tablica 2

Procentowa zawartość domieszek w niklu katodowym określona na podstawie analizy dokonanej po upływie 500 godz pracy katod

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Ti
Bierny	0,04	0,08	0,02	0,01	0,02	0,01
Czynny	0,04	0,12	0,08	0,03	0,02	0,04

Podczas doświadczeń użyto diody standartowej opracowanej przez American Society for Testing Materials. Katody pewnej grupy tych diod wykonano z niklu czynnego. Na anody zastosowano nikiel o maksymalnej zawartości domieszek wynoszącej: 0,20% węgla, 0,25% miedzi, 0,30% żelaza, 0,35% manganu, 0,008% siarki, 0,20% krzemu i 0,04% magnezu. Drugą grupę diod stanowiły lampy w których zarówno katody, jak i anody były wykonane z niklu biernego. Skład chemiczny tego stopu był następujący: 0,1% C, 0,04% Cu, 0,05% Fe, 0,02% Mn, 0,005% S, 0,01 Si i ślady Mg. Pomiary emisji wykonano w warunkach niedożarzenia katody (temperatura katody wynosiła ok. 335 °C) oraz przy napięciu anodowym wynoszącym 4 V, co jest wartością niższą od potencjału krytycznego dysocjacji rozmaitych tlenków na anodzie. W tych warunkach za miarę emisji przyjęto prąd nasycenia.

Należało się spodziewać, że ze względu na różne ilości domieszek w niklu w poszczególnych grupach diod (tabl. 1) uzyska się odmienne wartości emisji dla każdej grupy. Pomiary emisji przeprowadzane w cza-

Tablica 3

Procentowa zawartość domieszek w niklu katodowym określona na podstawie analizy dokonanej po upływie 500 godz pracy katody w przypadku zastosowania na anody bardzo czystego niklu

Rodzaj niklu	Si	Fe	Mn	Mg	Cu	Tl
Bierny	0,01	0,038	ślady	0,006	0,008	ślady
Czynny	0,027	0,030	0,075	0,022	0,01	ślady

się próby trwałości nie wykazywały różnic w poziomie emisji (rys. 1). Wyniki analizy chemicznej katod (części pokrytych), wykonane po upływie 500 godz pracy, wykazywały zwiększenie się zawartości domieszek w katodzie. Dotyczyło to w szczególności krzemu, magnezu i żelaza (tabl. 2).

W trakcie następnych doświadczeń na anody zastosowano bardzo czysty nikiel, katody zaś były wykonane w jednym przypadku z niklu czynnego, a w drugim z bardzo czystego niklu (biernego). Rezultaty tych doświadczeń (rys. 2) wskazują, że anody wykonane z bardzo czystego niklu nie wpływają na poziom emisji. Różnice w poziomie emisji dla obydwu rodzaju katod ujawniły się w tym przypadku w całej pełni. Wyniki analizy chemicznej potwierdziły wnioski wyciągnięte na podstawie pomiarów emisji (tabl. 3).

Na podstawie powyższych badań autor sugeruje pewną migrację zanieczyszczeń z anody do katody. Mechanizm tego zjawiska nie jest jeszcze znany.

Na zakończenie warto dodać, że wpływ migracji zanieczyszczeń może zaważyć na wartości badań kontrolnych niklu katodowego przy zastosowaniu diod standartowych. I z tego powodu warto zwrócić uwagę na opisane wyżej zjawisko.

Opracował A. T.

Subtelna siatka do telewizyjnych lamp analizujących. Prechlik J., Buchar J. Lenna siatka pro smiacl elektronky. *Slaboprondij Obz.* 1956 Nr 4 s. 213.

Nadzwyczaj subtelne siatki znalazly zastosowanie w lampach analizujących: superkonoskopach, widkome i superortikome. Wymiary oczek oraz srednica drutu musza byc tak male, zeby nie byly widoczne w analizowanym obrazie oraz zeby zmniejszily czulosc lamp analizujących. Po uwzglednieniu roznych parametrów lamp stosuje się obecnie siatki o wymiarach oczka $40 \times 40 \mu$ i srednicy drutu 8-10 μ . Siatka taka ma 52500 oczek na 1 cm^2 i przepuszcza 75% swiatla. Wymiary jej wynoszą $50 \times 50 \text{ mm}$. Wykonuje się ją w sposób następujący:

Na dokładnie wypolerowaną płytkę szklaną nakłada się specjalny lakier, na którym po wypaleniu nacina się odpowiednie rowki. Następnie trawi się matrycę kwasem fluorowodorowym aż do otrzymania w szkle dostatecznie głębokich bruzd. Po usunięciu lakieru na matrycę nakłada się przez naparowywanie lub napyłanie w próżni warstwę metalu, najczęściej palladu. Z powierzchni matrycy sciera się dokładnie nałożony metal, a tkwiące w brzdach zeberka siatki pogrubia się elektrolitycznie. Tak wykonaną siatkę odkleja się pod wodą, suszy i oprawia w metalową ramkę.

Opracował Z. Jelonek

WARUNKI PRENUMERATY „ELEKTRONIKI”

Zamówienia i przedpłaty na prenumeratę „Elektroniki” przyjmują Urzędy Pocztowe i listonosze. Instytucje i zakłady pracy mające siedzibę w miejscowościach, w których znajdują się oddziały względnie delegatury „Ruchu”, zamawiają prenumeratę w tychże jednostkach „Ruchu”.

Instytucje centralne zamawiające prenumeratę dla podległych im jednostek terenowych w skali krajowej zgłaszają zamówienia do Centrali Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch”, Warszawa, ul. Srebrna 12, konto PKO 1-6-100020.

Cena w prenumeracie:

kwartalnie zł 18.—, półrocznie zł 36.—, rocznie zł 72.—.

Termin zgłaszania przedpłat:
do dnia 10-go miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Zlecenie na wysyłkę wydawnictw polskich za granicę przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch”, Warszawa, ul. Wilcza 46.